UNTERSUCHUNG DER STRUKTUR DES GALAKTISCHEN MAGNETFELDES IM CYGNUS UND ORION MIT HILFE VON POLARISATIONSMESSUNGEN DES STERNLICHTS

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

IMMO APPENZELLER

aus Urach

Göttingen 1966

UNTERSUCHUNG DER STRUKTUR DES GALAKTISCHEN MAGNETFELDES IM CYGNUS UND ORION MIT HILFE VON POLARISATIONSMESSUNGEN DES STERNLICHTS

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

IMMO APPENZELLER

aus Urach

Göttingen 1966

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -

D 7
Referent: Professor Dr. Alfred Behr
Korreferent: Professor Dr. Rudolf Kippenhahn
Tag der mündlichen Prüfung: 25. Februar 1966

Inhaltsverzeichnis

I.	Einleitung	1
II.	Beobachtungsprogramm	4
III.	Durchführung und Reduktion der Polarisationsbeobachtungen	7
IV.	UBV-Photometrie und Spektren	23
V.	Beobachtungsergebnisse	27
VI.	Die Magnetfelder	52
	a) Physikalische Grundlagen und mathematische Methoden	52
	b) Das Magnetfeld im Cygnus	62
	c) Das Magnetfeld im Orion	82
Anhang		87
	a) Tabelle 1	88
	b) Tabelle 2	89
	c) Tabelle 4	90
	d) Tabelle 5	95
	e) Tabelle 6	103
	f) Bemerkungen zu den Tabellen	104
Literaturverzeichnis		106

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544311_0012

Für die Anregung zu dieser Arbeit und für viele wertvolle Diskussionen möchte ich Herrn Professor Dr. Alfred Behr meinen aufrichtigen Dank ausdrücken. Herrn Professor Dr. W.A. Hiltner, University of Chicago, möchte ich für eine Einladung zu Beobachtungen am Yerkes Observatorium danken. Der National Science Foundation der Vereinigten Staaten gilt mein Dank für die finanzielle Unterstützung während meines Aufenthaltes in Williams Bay.

I. Einleitung

Die räumliche Isotropie des energiereichen Anteils der kosmischen Strahlung, die nichtthermische galaktische Radiostrahlung und deren Polarisation, die Zeemanaufspaltung der interstellaren 21cm-Linie des neutralen Wasserstoffs und der interstellare Faradayeffekt bei galaktischen und extragalaktischen Radioquellen (Gardner 1964) sind Hinweise auf die Existenz eines interstellaren Magnetfeldes. Beim gegenwärtigen Stand der Meß- und Auswertetechnik sind diese direkten Beobachtungen jedoch wenig dazu geeignet, detaillierte Informationen über die räumliche Struktur des interstellaren Magnetfeldes zu gewinnen. Bei den meisten Versuchen, die Struktur des galaktischen Magnetfeldes zu ermitteln, wurden daher Messungen der linearen Polarisation des Sternlichtes herangezogen.
Es wird heute allgemein angenommen, daß die interstellare Polarisation des Sternlichtes durch Vorwärtsstreuung an länglichen rasch rotierenden Staubteilchen entsteht, die durch das interstellare Magnetfeld ausgerichtet werden. Als Ausrichtungsmechanismus kommt bei den im interstellaren Raum beobachteten Feldstärken von weniger als 10^{-5} Oersted nur der von Davis und Greenstein (1951) für längliche paramagnetische Teilchen abgeleitete Prozeß der Ausrichtung durch paramagnetische Relaxation in Frage. Verschiedene Autoren haben später gezeigt, daß der Davis-Greenstein-Mechanismus auch in der Lage ist, andere polarisierende Teilchen wie Graphitflocken (Cayrel und Schatzman 1954), ferromagnetische und ferrimagnetische Teilchen (Henry 1958) und Platt-Teilchen (Platt 1956) im interstellaren Raum auszurichten. Einen Hinweis auf die Richtigkeit der Überlegungen von Davis und Greenstein gibt der Vergleich der interstellaren Polarisation des Sternlichtes mit der Polarisation der galaktischen Radiostrahlung.
Man erklärt den polarisierten Anteil an der Radiostrahlung mit Synchrotronstrahlung relativistischer Elektronen im

galaktischen Magnetfeld. Synchrotronstrahlung relativistischer Teilchen wird mit der größten Intensität senkrecht zur Magnetfeldrichtung ausgestrahlt. Aus optischen Polarisationsmessungen fand Hiltner (1956), daß der Sehstrahl die Magnetfeldlinien bei $l = 135^{\circ}$, $b = 0^{\circ}$ (l und b sind die neuen galaktischen Koordinaten nach der Definition, die 1959 von der IAU Kommission 33b bekannt gegeben wurde) senkrecht schneidet. Radiobeobachtungen (Westerhout 1964) ergaben ein Maximum der polarisierten Strahlung an fast der gleichen Stelle, nämlich bei $l = 140^{\circ}$, $b = +5^{\circ}$. In Übereinstimmung mit dem Davis-Greenstein-Mechanismus stehen dort die elektrischen Vektoren der optischen und der Radiopolarisation etwa senkrecht aufeinander. Ausgehend vom Davis-Greenstein-Mechanismus erklärten Chandrasekhar und Fermi (1953) und Hiltner (1956) Polarisationsbeobachtungen an entfernten O- und B-Sternen mit einem Magnetfeld, dessen Feldlinien im Mittel entlang dem lokalen Spiralarm verlaufen. Behr (1959) bestätigte dieses Modell mit Polarisationsbeobachtungen an Sternen der Sonnenumgebung. Behrs Messungen deuteten allerdings darauf hin, daß die Feldlinien nicht genau parallel zum Spiralarm verlaufen, sondern sich möglicherweise schraubenförmig um die Mittelachse des Armes winden. Hoyle und Ireland (1961) kamen auf Grund von theoretischen Überlegungen ebenfalls zu dem Schluß, daß das Magnetfeld im lokalen Spiralarm schraubenförmig verwunden sein muß. Ireland (1961) zeigte, daß unter gewissen Zusatzvoraussetzungen seine Magnetfeldmodelle, in denen die Feldlinien Schraubenlinien geringer Ganghöhe darstellen, besser mit den Polarisationsbeobachtungen von Hall und Hiltner (Hall 1958) vereinbar sind, als das Modell mit den Feldlinien streng parallel zum Spiralarm. Stepień (1964) fand aus einer Analyse der Polarisationsparameter P_x und P_y (siehe Kapitel III), daß keines der in der Literatur veröffentlichten Modelle die Beobachtungen von Behr, Hall und Hiltner erklärt. Er zeigt, daß nur sein neues, kompliziertes Modell

mit schraubenförmigen Feldlinien die beobachtete Abhängigkeit der Parameter P_x und P_y von der galaktischen Länge wiedergibt. Allerdings approximiert Stepień mit einem verhältnismäßig groben Modell eine einfache aber wenig scharf definierte empirische Funktion, indem er eine verhältnismäßig große Zahl von willkürlichen Parametern anpaßt. Der Gewinn an Information über die tatsächliche Struktur des Feldes ist daher bei diesen Rechnungen gering.

Die sich widersprechenden Modelle zeigen, daß das vorhandene Beobachtungsmaterial nicht ausreicht, um eindeutige Aussagen über die Struktur des galaktischen Magnetfeldes zu machen. In der vorliegenden Arbeit wurde versucht, mit Hilfe von neuen Polarisationsmessungen Auskunft über die Struktur des Magnetfeldes in zwei ausgewählten Gebieten der Milchstraße zu erhalten.

II. Beobachtungsprogramm

Aus Beobachtungen der Verteilung des neutralen Wasserstoffs mit Hilfe der 21 cm-Linie (Westerhout 1957) ergibt sich ein Fluchtpunkt des lokalen Spiralarms zu etwa $l = 80^{\circ}$, $b = 0^{\circ}$. Eine Diskussion aller optischen Beobachtungen von Behr (1965) ergab ebenfalls diese Werte. Da Polarisationsbeobachtungen ungefähr in Richtung eines Fluchtpunktes besonders gut geeignet sind, zwischen den in Kapitel I beschriebenen Magnetfeldmodellen zu unterscheiden, wurde die Polarisation von Sternen in folgendem Gebiet im Sternbild Cygnus gemessen:

$$19^{h}\ 50^{m} < \alpha_{1900} < 20^{h}\ 15^{m}$$

$$33^{\circ} < \delta_{1900} < 48^{\circ}$$

Der galaktische Äquator ($b = 0^{\circ}$) verläuft diagonal durch dieses Feld im Intervall $71^{\circ} < l < 90^{\circ}$ und der angenommene Fluchtpunkt des lokalen Spiralarms liegt fast genau in der Mitte.

Polarisationsmessungen in diesem Feld wurden in größerer Zahl von Hiltner (1956), Behr (1959), Behr und Stellmacher (1966) sowie in Teilgebieten des Feldes von Dombrowski (1960) durchgeführt. Für die vorliegende Untersuchung wurden die Beobachtungen von Hiltner, Behr und Behr und Stellmacher benutzt, da diese Messungen am genauesten zu sein schienen und außerdem für die meisten Sterne in den Katalogen dieser Autoren MK Spektraltypen und gute photometrische Daten vorhanden waren. Diese Beobachtungen wurden durch eigene Messungen so ergänzt, daß es möglich wurde, den Verlauf des Magnetfeldes abzuleiten. Da sich die von Hiltner beobachteten O-und B-Sterne fast alle in Entfernungen zwischen 1 kpc und 3 kpc befinden, dort aber ausreichend dicht liegen, umfaßte das eigene Beobachtungsprogramm im Cygnus Sterne mit noch größeren Entfernungen

und vor allem Sterne mit Entfernungen zwischen 15 pc und 1000 pc. Da diese nahen Sterne nur kleine Polarisationsgrade besitzen, mußte besondere Sorgfalt darauf verwandt werden, die statistischen und systematischen Beobachtungsfehler so klein wie irgend möglich zu halten. Während der Vorbereitung des Beobachtungsprogramms entstand der Verdacht, daß ein Zusammenhang zwischen der scheinbaren Unordnung der Polarisationsrichtungen im Cygnus (Hiltner 1956) und der dort vorhandenen Anhäufung von jungen Sternhaufen, H II-Gebieten und ungewöhnlich dichten Wolken interstellarer Materie bestehen könnte. Nach Chandrasekhar und Fermi (1953) gilt für die Streuung der Polarisationswinkel

$$\sigma_\theta = c_1 \frac{\sqrt{\varrho}\, v}{B}$$

wo c_1 eine Konstante, B die Magnetfeldstärke, v die Turbulenzgeschwindigkeit und ϱ die Dichte des interstellaren Gases bedeuten. Nur wenn in den dichten interstellaren Wolken in der Umgebung der jungen Objekte die Feldstärke im gleichen Maße ansteigt wie $v\sqrt{\varrho}$, wird σ_θ dort nicht größer sein als zum Beispiel in der Sonnenumgebung. Systematische Bewegungen, wie das Vordringen einer Ionisationsfront eines H II-Gebietes in ein H I-Gebiet, sollten außerdem zu systematischen Deformationen des allgemeinen Feldes führen, da man annehmen muß, daß das interstellare Magnetfeld in die interstellare Materie "eingefroren" ist.

Um solche Effekte, falls sie vorhanden sind, genauer und isoliert zu untersuchen, wurde als Ergänzung zum Cygnusfeld noch das Feld

$$5^h < \alpha_{1900} < 6^h$$
$$-10^\circ < \delta_{1900} < +10^\circ$$

im Orion ausgewählt. Es wurde versucht, in diesem Gebiet

die Polarisation aller ausreichend hellen Mitglieder der Gruppe von O- und B-Sternen im Orion zu messen, für die nicht schon zuverlässige Messungen von Behr oder Behr und Stellmacher vorlagen. Diese Sterne werden im folgenden abgekürzt mit "Oriongruppe" bezeichnet werden. Wegen der verhältnismäßig geringen Vordergrundextinktion und der Nähe der Oriongruppe sind diese Sterne für eine derartige Untersuchung besonders gut geeignet.
Um den Anteil an der Polarisation der Oriongruppe zu bestimmen, der eventuell in der Sonnenumgebung entsteht, wurden außerdem 50 Vordergrundsterne mit späteren Spektraltypen beobachtet.
Für eine Analyse der Polarisationsmessungen benötigt man die Entfernungen der gemessenen Sterne. Die Entfernungen wurden nach der Methode der spektroskopischen Parallaxen bestimmt. Für diejenigen Sterne, für die keine entsprechenden Daten in der Literatur gefunden werden konnten, wurden deshalb photoelektrisch UBV-Farbindizes und visuelle Größenklassen ermittelt und Spektren aufgenommen. Um Beobachtungszeit zu sparen, wurden die Sterne jedoch so ausgewählt, daß für den weitaus größten Teil MK Spektraltypen und Leuchtkraftklassen aus der Literatur entnommen werden konnten.

III. Durchführung und Reduktion der Polarisationsbeobachtungen

Die Polarisationsmessungen wurden von April 1963 bis Mai 1964 in Göttingen mit dem 34 cm Astrographen der Göttinger Sternwarte und von August 1964 bis März 1965 am 60 cm "Rotatable"-Reflektor des Yerkes Observatoriums der University of Chicago in Williams Bay (Wisconsin) gewonnen. Insgesamt wurden etwa 1000 Einzelmessungen durchgeführt, davon etwa ein Drittel in Göttingen und zwei Drittel in Williams Bay.

In Göttingen stand das von Behr eingehend beschriebene photoelektrische Zweizellenpolarimeter zur Verfügung (Behr 1956). Bei einem Zweizellenpolarimeter wird das Sternlicht in einem Wollastonprisma in zwei Komponenten zerlegt, deren elektrische Vektoren senkrecht aufeinander stehen. Beide Komponenten werden gleichzeitig mit zwei getrennten Photomultipliern gemessen. Aus den Unterschieden der Photoströme wird dann die Polarisation des Sternlichtes bestimmt.

Anstelle der von Behr verwendeten EMI Zellen wurden zwei RCA 6199 Photomultiplier benutzt. Die spektrale Empfindlichkeit der beiden Zellentypen ist etwa gleich und es wurde bei allen Messungen das gleiche Filter (Schott GG 13) benutzt. Die spektrale Empfindlichkeitskurve stimmt daher mit der von Behr angegebenen (1956, 1959) überein.

Das bei Behr beschriebene Meßverfahren wurde mit einigen Abänderungen angewandt: Das Polarimeter wurde in acht Schritten von je 45° um seine optische Achse gedreht. In jeder der neun Positionen wurde die Differenz der Photoströme der beiden Zellen dreimal gemessen und zwar

a) mit Depolarisator im Strahlengang (Photostromdifferenz $\Delta I_1(\varphi_1)$)
b) ohne Depolarisator (Photostromdifferenz $\Delta I_2(\varphi_1)$)
c) mit Eichpolarisator im Strahlengang (Photostromdifferenz $\Delta I_3(\varphi_1)$).

$\varphi_i = i \cdot 45^\circ$, $i = 0,\ldots,8$ sind die Positionswinkel des Polarimeters. Die Werte für die 0. Position wurden durch das Mittel der 0. und der gleichen 8. Position ersetzt.

Da bei der Messung stets auch das polarisierte Licht des Himmelshintergrundes am Ort des Sterns in das Polarimeter fällt, wurde vor und nach jedem Meßsatz die Polarisation des Himmelshintergrundes unmittelbar neben dem Stern auf die gleiche Weise bestimmt. Entsprechend den Werten $\Delta I_j(\varphi_i)$ $(j = 1,2,3 ; i = 0,\ldots,7)$ ergaben sich für den Hintergrund die Photostromdifferenzen $\Delta H_j(\varphi_i)$. In den Fällen, in denen die Intensität des Hintergrundes klein war gegen die Intensität des Sterns - und das war meistens der Fall - wurden die Messungen von $\Delta H_3(\varphi_i)$ weggelassen, da dann $\Delta H_3(\varphi_i) = \Delta H_2(\varphi_i)$ ist. Aus den von den Registrierstreifen abgelesenen Meßwerten $\Delta I_j(\varphi_i)$ und $\Delta H_j(\varphi_i)$ wurden die Werte $\Delta I(\varphi_i)$ nach folgender Formel berechnet:

$$\Delta I(\varphi_i) = \frac{\Delta I_2(\varphi_i) - \Delta I_1(\varphi_i) - [\Delta H_2(\varphi_i) - \Delta H_1(\varphi_i)]}{\frac{1}{8}\sum_{\nu=0}^{7}\{\Delta I_3(\varphi_\nu) - \Delta I_2(\varphi_\nu) - [\Delta H_3(\varphi_\nu) - \Delta H_2(\varphi_\nu)]\}} \qquad (1)$$

Wie bei Behr (1956) ausführlich hergeleitet wird, gilt für die Photostromdifferenzen $\Delta I(\varphi_i)$

$$\begin{aligned}\Delta I(\varphi_i) &= c_2 P \cos 2(\varphi_i - \varphi_0) + c_3 \cos\varphi_i + c_4 \sin\varphi_i + c_5 \\ &= c_2 (P_x \cos 2\varphi_i + P_y \sin 2\varphi_i) + c_3 \cos\varphi_i + \\ &\quad + c_4 \sin\varphi_i + c_5 \qquad (2)\end{aligned}$$

Dabei ist P der in der Physik definierte Polarisationsgrad, c_2 eine Konstante, die vom Eichpolarisator abhängt, φ_0 die Hauptschwingungsrichtung (Maximum des elektrischen Vektors) des partiell linear polarisierten Lichtes. Die Konstanten c_3 und c_4 folgen aus der Abweichung vom

idealen Strahlengang wegen der Durchbiegung des Teleskops (Behr 1956). Wegen der verwendeten Meßmethode war meist $c_3 = c_4 = 0$. Da (2) eine reine Fourierreihe ist, beeinflussen c_3 und c_4 die Berechnung von P_x und P_y nicht. Die Hinzunahme von c_3 und c_4 in den Ansatz erlaubt jedoch eine genauere Fehlerrechnung, wenn c_3 oder c_4 von Null verschieden ist.
Aus (2) folgen die Beziehungen:

$$P_x = P \cos 2\varphi_o \tag{3}$$

$$P_y = P \sin 2\varphi_o \tag{4}$$

$$\tan 2\varphi_o = \frac{P_y}{P_x} \tag{5}$$

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_y^2} \tag{6}$$

Die Größen $c_2 P_x$, $c_2 P_y$, c_3, c_4 und c_5 wurden aus den $I(\varphi_i)$, $i = 0,\ldots,7$ mit dem Ansatz (2) nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet. φ_o und $c_2 P$ folgen dann nach (5) und (6). Die Konstante c_2 wurde aus Messungen von Sternen bekannter Polarisation aus dem Katalog von Behr (1959) bestimmt. Aus den Fehlergleichungen der Ausgleichsrechnung wurden für jeden einzelnen Meßsatz die mittleren Fehler ε_{P_x} und ε_{P_y} der P_x und P_y berechnet. Wegen (6) ist der mittlere Fehler von P bei gleicher Fehlerwahrscheinlichkeit in P_x und P_y

$$\varepsilon_P = \varepsilon_{P_x} = \varepsilon_{P_y}$$

Zum Vergleich wurden die mittleren Fehler auch aus den Differenzen von Messungen der gleichen Sterne in verschiedenen Nächten bestimmt. Es ergaben sich die gleichen Werte.
Die Hauptschwingungsrichtung des polarisierten Lichts im Äquatorialsystem wird gewöhnlich mit θ bezeichnet. Das

Polarimeter war so justiert worden, daß θ und φ_o möglichst genau übereinstimmten. Um einen eventuell vorhandenen kleinen Fehler bei der Justierung zu entfernen, wurde angesetzt

$$\theta = \varphi_o + \theta_o$$

θ_o sollte aus Messungen an stark polarisierten Sternen bestimmt werden. Es ergab sich $\theta_o = 0^\circ \pm 1^\circ$. Alle Polarisationsgrade und die Parameter P_x und P_y wurden nach der hier ausreichenden Näherungsformel (Behr 1959)

$$p = 2\overset{m}{.}172\ P$$

in Größenklassen umgerechnet.
Die instrumentelle Polarisation wurde aus den Differenzen zwischen den eigenen Messungen und Behrs auf instrumentelle Polarisation korrigierten Beobachtungen (Behr 1959) sowie durch Beobachtungen einiger Sterne bei stark verschiedenen Temperaturen bestimmt. Es wurden dabei nur solche Sterne benutzt, für die in Behrs Katalog ein Gewicht von 15 oder mehr Einheiten angegeben ist, also nur solche Sterne, die von Behr besonders genau gemessen wurden. Auf diese Weise ergab sich folgende instrumentelle Polarisation:

$$p_{x\ \text{Instr.}} = (-0\overset{m}{.}00028 \pm 0\overset{m}{.}00020) + (0\overset{m}{.}000002 \pm 0\overset{m}{.}000020)\ \frac{T}{1^\circ} \qquad (8)$$

$$p_{y\ \text{Instr.}} = (+0\overset{m}{.}00003 \pm 0\overset{m}{.}00010) + (-0\overset{m}{.}000053 \pm 0\overset{m}{.}000019)\ \frac{T}{1^\circ} \qquad (9)$$

T bedeutet dabei die Temperatur in der Astrographenkuppel in Grad Celsius. Die angegebenen Fehler sind mittlere Fehler.
Ein Vergleich aller Sterne, die sowohl in Göttingen als auch in Williams Bay beobachtet worden waren, führte zu

einer zweiten unabhängigen Bestimmung der instrumentellen Polarisation mit den Werten:

$$p_{x\ \mathrm{Instr.}} = (-0^m.00035 \pm 0^m.00005) + (+0^m.000003 \pm 0^m.000010)\ \frac{T}{1^o} \qquad (10)$$

$$p_{y\ \mathrm{Instr.}} = (-0^m.00042 \pm 0^m.00009) + (-0^m.000018 \pm 0^m.000016)\ \frac{T}{1^o} \qquad (11)$$

Mit den in (10) und (11) angegebenen genaueren Werten wurden alle Göttinger Beobachtungen korrigiert. In Anbetracht der von Behr für seine Bestimmung der instrumentellen Polarisation angegebenen Fehler ist die Übereinstimmung von (8), (9), und (10), (11) ausgezeichnet. Dies zeigt außerdem, wie genau Behr durch sein statistisches Verfahren die instrumentelle Polarisation bestimmen konnte.

Daß die hier gefundenen absoluten Werte für die instrumentelle Polarisation des Hainbergastrographen weniger als ein Viertel der von Behr (1959) bestimmten betragen, liegt sehr wahrscheinlich an der geänderten Folge von Einzelschritten eines Meßsatzes. Das hier verwendete und beschriebene Verfahren hat den Nachteil, daß es trotz größeren Zeitaufwandes einen größeren statistischen Fehler liefert. Es hat jedoch den Vorteil, daß die systematischen Fehler kleiner und leichter kontrollierbar sind und daß die instrumentelle Polarisation, wie sorgfältige Untersuchungen zeigten, im Gegensatz zum von Behr angegebenen Verfahren unabhängig von der Durchbiegung des Teleskops ist. Dies war für die vorliegende Untersuchung besonders wichtig, da die beiden begrenzten Felder im Cygnus und Orion es unmöglich machten, daß wie bei Behr nur in der Nähe des Meridians beobachtet wurde.

Um die Konstanz der instrumentellen Polarisation und der Linearität des Polarimeters zu prüfen, wurden regelmäßig "Standardsterne" mitgemessen. Da kein System polarimetrischer Standardsterne zur Verfügung stand, das ausreichend

genau und frei von systematischen Fehlern gewesen wäre, wurden zwanzig Sterne ausgewählt, die häufig beobachtet und deren Messungen untereinander verglichen wurden. Alle diese Sterne sind auch in Behrs Katalog enthalten und haben dort hohes Gewicht.
Aus den zuverlässigsten Messungen dieser Sterne wurden Mittelwerte gebildet, die in Tabelle 1 und 2 wiedergegeben sind.

Der optische Aufbau des in Williams Bay verwendeten Polarimeters war im Prinzip gleich wie in Göttingen. Während jedoch in Göttingen zur Messungen der Polarisation nur das Polarimeter gedreht wurde, war es in Williams Bay möglich, das gesamte Teleskop mit dem Polarimeter um die optische Achse des Teleskops zu drehen. Die instrumentelle Polarisation der Fernrohroptik hat bei diesem Verfahren keinen Einfluß auf die Polarisationsmessungen (Behr 1960). Das Spezialteleskop und das Polarimeter wurden ausführlich von Hiltner und Schild (1965) beschrieben. Die spektrale Empfindlichkeit des Polarimeters entsprach dem V-Bereich des UBV Systems. Für jede Messung wurde das Instrument in 12 Schritten von je 30° um seine optische Achse gedreht. In jeder Position wurden die Photoströme der beiden Zellen 20 Sekunden lang integriert und dann von einem Drucker digital ausgedruckt. Bei jedem Meßschritt wurden nacheinander die Photoströme des Sterns und die des Himmelshintergrundes gemessen. Um die Photoströme $I_I(\varphi_i)$ und $I_{II}(\varphi_i)$ zu gewinnen, die das Sternlicht allein in den Multiplyern erzeugte, wurden bei jedem Schritt und für jeden Multiplier die Photoströme des Hintergrundes und die Dunkelströme der Zellen abgezogen.
Wegen der hohen Genauigkeit der digitalen Registrierung konnte in Williams Bay eine etwas günstigere Meßmethode angewandt werden. Im Gegensatz zum Göttinger Verfahren wurde die Polarisation des Sternlichtes aus dem Verhältnis und nicht aus der Differenz der Photoströme der beiden Zellen bestimmt. Bei diesem Verfahren wird kein Eichpolarisator benötigt, und die entsprechenden Meßschritte fallen weg.

Aus diesem Grunde mußte in Williams Bay ein anderes Reduktionsverfahren angewandt werden als in Göttingen.
Die Photoströme $I_I(\varphi_i)$ und $I_{II}(\varphi_i)$ sind proportional den Lichtintensitäten. Für sie gilt (Behr 1956):

$$I_I(\varphi_i) = a_1 \,(1+ P \cos 2(\varphi_i-\varphi_o)) \tag{14}$$

$$I_{II}(\varphi_i) = a_2 \,(1 - P \cos 2(\varphi_i-\varphi_o)) \tag{15}$$

$$\varphi_i = i\cdot 30^o \quad , \quad i = 1, \ldots , 12$$

Da

$$\sum_{i=1}^{12} \cos 2\,(\varphi_i-\varphi_o) = 0$$

gilt

$$12\,a_1 = \sum_{i=1}^{12} I_I(\varphi_i) \tag{16}$$

$$12\,a_2 = \sum_{i=1}^{12} I_{II}(\varphi_i) \tag{17}$$

und damit

$$Q_i = \frac{I_I(\varphi_i)}{I_{II}(\varphi_i)} \frac{\sum_{\nu=1}^{12} I_{II}(\varphi_\nu)}{\sum_{\nu=1}^{12} I_I(\varphi_\nu)} = \frac{1 + P \cos 2(\varphi_i - \varphi_o)}{1 - P \cos 2(\varphi_i - \varphi_o)}$$

$$= (1 + P \cos 2(\varphi_i-\varphi_o)) \sum_{\nu=0}^{\infty} P^\nu \cos^\nu 2(\varphi_i - \varphi_o) \tag{18}$$

Wegen der kleinen Polarisationsgrade des Sternlichtes gilt für die mit (18) definierten Größen Q_i mit ausreichender Genauigkeit:

$$Q_i = 1 + 2\,P \cos 2(\varphi_i-\varphi_o) + 2\,P^2 \cos^2 2(\varphi_i-\varphi_o) \tag{19}$$

Eine Analyse der aus den Messungen bestimmten Werte für die Q_i ergab, daß diese sich besser durch folgende Gleichungen darstellen lassen:

$$Q_i = 1 + 2\,P \cos 2(\varphi_i-\varphi_o) + 2\,P^2 \cos^2 2(\varphi_i-\varphi_o) + \\ + c_6 \cos \varphi_i + c_7 \sin \varphi_i + c_8\,\varphi_i + c_9 \tag{20}$$

c_6 und c_7 hängen dabei von der Lage des Teleskops ab und entsprechen den c_3 und c_4 beim Göttinger Astrographen. c_8 berücksichtigt in linearer Näherung, daß die Empfindlichkeit der beiden Photomultiplier nicht über Minuten auf 10^{-4} konstant bleibt. Mit Hilfe der Beziehung (20) können aus den Q_i, $i = 1,\ldots,12$ nach der Methode der kleinsten Quadrate P_x, P_y, c_6, c_7, c_8 und c_9 berechnet werden. Versuche mit verschiedenen Ansätzen zeigten jedoch, daß eine höhere Genauigkeit für P_x und P_y mit folgendem Ansatz möglich ist:

$$Q_i = 1 + 2\,P\cos 2(\varphi_i - \varphi_o) + c_8\varphi_i + c_9 = \\ = 1 + 2\,P_x\cos 2\varphi_i + 2\,P_y\sin 2\varphi_i + c_8\varphi_i + c_9 \qquad (21)$$

Wie man mit Hilfe von (22) nachrechnen kann, ergibt die Vernachlässigung des dritten Terms in (20) nur ein falsches c_9, beeinflußt aber P_x und P_y nicht. Bei Beobachtungen im Meridian besitzt die φ-Welle ($c_6\cos\varphi_i + c_7\sin\varphi_i$) gerade eine solche Phasenlage, daß ebenfalls nur die Größe c_9 merklich beeinflußt wird. Bei Beobachtungen außerhalb des Meridians erhält man falsche Werte für c_8 und c_9 und kleine Fehler bei P_x und P_y. Bei Beobachtungen in der Nähe des Zenits verschwindet die φ-Welle. Wenn man nicht zu nahe am Horizont beobachtet, erhält man daher mit dem Ansatz (21) innerhalb gewisser Fehlergrenzen die gleichen Werte für P_x und P_y wie mit dem Ansatz (20). Die statistische Genauigkeit einer Ausgleichsrechnung mit Ansatz (21) ist jedoch größer, da weniger unbekannte Werte aus der gleichen Anzahl von Ausgangswerten bestimmt werden und die gesuchten Werte voneinander abhängig sind.

Die Reduktion der Messungen in Williams Bay umfaßte also folgende Schritte: Nach (18) wurden die Q_i aus den Photoströmen berechnet. Nach Ansatz (21) ergaben sich daraus

P_x, P_y, c_8 und c_9. Wegen der allgemeinen Bedeutung dieses Ansatzes seien hier die Rechenformeln (also die Lösungen der Normalgleichungen) angegeben:

$$2P_x = \frac{1}{1428} \cdot \Big\{250 \sum_{\nu=1}^{12} Q_\nu \cdot \cos 2\varphi_\nu$$

$$- 12\sqrt{3} \sum_{\nu=1}^{12} Q_\nu \sin 2\varphi_\nu - 12 \sum_{\nu=1}^{12} Q_\nu \cdot \nu + 78 \sum_{\nu=1}^{12} Q_\nu \Big\}$$

$$2P_y = \frac{1}{1428} \cdot \Big\{274 \sum_{\nu=1}^{12} Q_\nu \cdot \sin 2\varphi_\nu - 12\sqrt{3} \sum_{\nu=1}^{12} Q_\nu \cdot \cos 2\varphi_\nu$$

$$+ 12\sqrt{3} \sum_{\nu=1}^{12} Q_\nu \cdot \nu - 78\sqrt{3} \sum_{\nu=1}^{12} Q_\nu \Big\} \qquad (22)$$

$$\frac{\pi}{6} c_8 = \frac{1}{1428} \cdot \Big\{-12 \sum_{\nu=1}^{12} Q_\nu \cos 2\varphi_\nu + 12\sqrt{3} \sum_{\nu=1}^{12} Q_\nu \sin 2\varphi_\nu$$

$$+ 12 \sum_{\nu=1}^{12} Q_\nu \cdot \nu - 78 \sum_{\nu=1}^{12} Q_\nu \Big\}$$

$$c_9 = \frac{1}{1428} \cdot \Big\{78 \sum_{\nu=1}^{12} Q_\nu \cos 2\varphi_\nu - \sqrt{3}\, 78 \sum_{\nu=1}^{12} Q_\nu \cdot \sin 2\varphi_\nu - 78 \sum_{\nu=1}^{12} Q_\nu \cdot \nu + 626 \sum_{\nu=1}^{12} Q_\nu \Big\}$$

Die Fehler für die P_x und P_y wurden wieder wie in Göttingen aus den Fehlergleichungen bestimmt. Nach (5) und (6) wurden P und φ_o berechnet. Alle Polarisationsgrade wurden nach (7) in Größenklassen umgerechnet. Für alle Beobachtungen wurden außerdem nach dem Ansatz

$$Q_i = 1 + 2\,P_x \cos 2\varphi_1 + 2\,P_y \sin 2\varphi_1 + c_6 \cos\varphi +$$

$$+ c_7 \sin\varphi_i + c_8\,\varphi_i + c_9$$

nach der Methode der kleinsten Quadrate die Werte c_6 und c_7 berechnet. Diejenigen Messungen, bei denen sich Werte für c_6 und c_7 ergaben, die einen nicht vernachlässigbaren Einfluß auf P_x und P_y (berechnet nach (21)) erwarten ließen, wurden ausgeschieden.
Da von Null verschiedene Werte für c_6 und c_7 gefunden worden waren, schien es möglich, daß entsprechende Fourierkoeffizienten 2. Ordnung eine scheinbare instrumentelle Polarisation erzeugen konnten, obwohl die instrumentelle Polarisation der Optik wegen der besonderen Bauart des Instruments keinen Einfluß auf die Messungen hatte. Da bei Beobachtungen im Zenit $c_6 = c_7 = 0$ waren, wurden genaue Polarisationsmessungen im Zenit mit Beobachtungen der gleichen Sterne bei verschiedenen Stundenwinkeln verglichen. Es wurden tatsächlich kleine systematische Fehler bei Beobachtungen nahe am Horizont gefunden. Alle Messungen von Feldsternen wurden daher in genügend großem Abstand vom Horizont durchgeführt. Einen wichtigen Hinweis dafür, daß die effektive instrumentelle Polarisation des Rotatable-Teleskops unmeßbar klein ist, liefern die Messungen an nahen fast unpolarisierten Sternen im Cygnus, die bis zu den kleinsten noch meßbaren Polarisationsgraden die im Cygnus vorhandene Vorzugsrichtung der Polarisationsrichtungen zeigen. Aus diesen Beobachtungen kann man schätzen, daß die effektive instrumentelle Polarisation bei der verwendeten Reduktionsmethode kleiner ist als 10^{-4} Größenklassen. Die Eigenpolarisation des Spiegels ist sicher sehr viel größer, stört die Messungen aber nicht. Die Konstanz der Eigenschaften des Polarimeters wurde wie in Göttingen regelmäßig mit Hilfe von Standardsternen geprüft. Mittelwerte aus zuverlässigen Beobachtungen der Standardsterne sind in Tabelle 1 und 2 angegeben. Diese Tabellen könnten auch für andere Beobachter als eine Liste polarimetrischer Standards mit besonders niedrigen systematischen Fehlern sehr nützlich sein.
Neben den Werten für p und θ wurden für jede Beobachtung

eine Anzahl Kontrollgrößen wie die Polarisation des Himmelshintergrundes, der Verlauf des mittleren Photostroms und des Dunkelstroms ausgerechnet. Der Dunkelstrom war zu diesem Zwecke vor und nach jedem Meßsatz registriert worden. Für alle Messungen mit hohen Fehlern wurden die Q_i als Funktion von φ_i mit der elektronischen Rechenmaschine graphisch aufgezeichnet. Alle Beobachtungen, bei denen die Q_i nicht statistische Schwankungen um eine durch (20) darstellbare Kurve waren, wurden ebenso ausgeschieden, wie solche Beobachtungen, bei denen sich die Polarisation des Hintergrundes oder der Dunkelstrom während der Messungen änderte.

Alle Feldsterne im Cygnus und die meisten Sterne im Orion wurden mindestens zweimal in verschiedenen Nächten beobachtet. Schwach polarisierte Sterne und sehr lichtschwache Sterne zum Teil häufiger. Die Differenzen der Beobachtungen der gleichen Sterne in verschiedenen Nächten entsprachen genau den mittleren Fehlern der Einzelmessungen. Es wurden keine Sterne gefunden, die irgendwelche Anzeichen einer variablen Polarisation zeigten. Derartige Objekte scheinen unter normalen Sternen selten zu sein.

Alle Beobachtungen des gleichen Sterns mit dem gleichen Polarimeter wurden mit dem gleichen Gewicht gemittelt. Dabei wurden allerdings Messungen mit ungewöhnlich hohen statistischen Fehlern vorher ausgeschieden. Da die Größen p_x und p_y, nicht aber die Größen p und θ einer Normalverteilung gehorchen, wurden die Mittelwerte nach folgenden Formeln berechnet:

$$\bar{p} = \left(\frac{\sum g_i p_{x_i}}{\sum g_i}\right)^2 + \left(\frac{\sum h_i p_{y_i}}{\sum h_i}\right)^2$$

$$\bar{\theta} = \arctan\left(\frac{\sum h_i p_{y_i}}{\sum g_i p_{x_i}} \cdot \frac{\sum g_i}{\sum h_i}\right)$$

g_i und h_i sind die Gewichte der p_{x_i} und p_{y_i}. Die Göttinger

Beobachtungen und die in Williams Bay gewonnenen Werte wurden dann auf die gleiche Weise mit den Gewichten

$$g = h = \frac{1}{\varepsilon_p}$$

gemittelt.
Dies ist eigentlich nicht zulässig, da die spektrale Empfindlichkeit der Photometer in Göttingen und in Williams Bay verschieden war. Wegen der geringen Abhängigkeit des Polarisationsgrades von der Wellenlänge ist jedoch der dadurch entstehende kleine Fehler im mittleren Polarisationsgrad für die vorliegende Untersuchung unerheblich. Andererseits erhält man durch die Mittelbildung einen genaueren Wert für θ , da θ fast überhaupt nicht von der Wellenlänge abhängt.
Nach der Mittelbildung wurde aus dem mittleren Fehler des Polarisationsgrades ε_p der mittlere Fehler des Winkels θ nach der nichtlinearen Näherungsformel (Behr 1959)

$$\varepsilon_\theta = \frac{1}{2} \text{ arc tan } \frac{\varepsilon_p}{p} \qquad (24)$$

berechnet.
Für den statistischen Fehler einer photometrischen Messung gilt bekanntlich

$$\varepsilon \sim \sqrt{\frac{1}{I}}$$

wobei I die Lichtintensität ist. Daraus erhält man nach Umrechnung von I in Größenklassen für Polarisationsbeobachtungen die Formel

$$\varepsilon_p = c_{10} \cdot \sqrt[5]{10^m} \qquad (25)$$

m ist dabei die scheinbare Größenklasse des beobachteten Sterns. Die Konstante c_{10} hängt von der Integrationszeit, von der Quantenausbeute der Multiplier und von der Größe des Teleskops ab. Die Werte für c_{10} für eine Einzelmessung

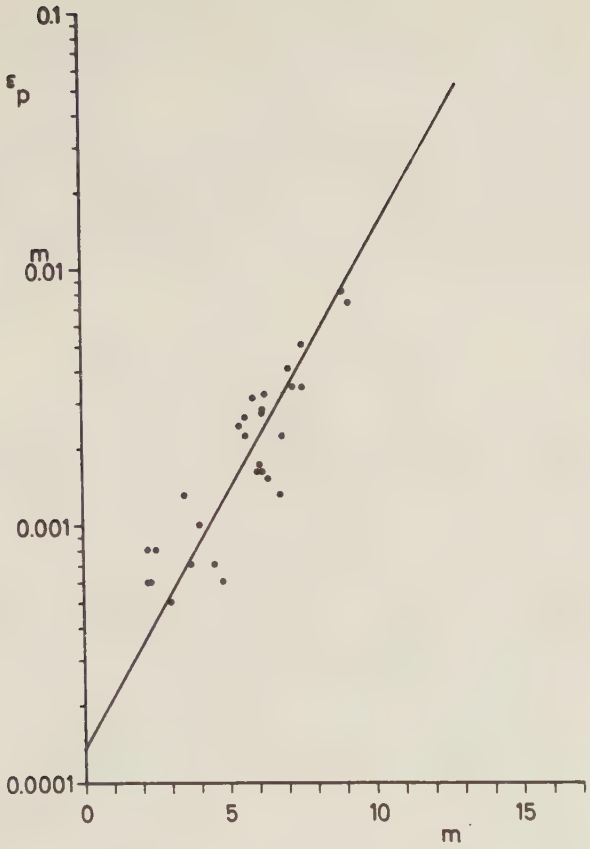


Abbildung 1: Mittlerer Fehler des Polarisationsgrades in Abhängigkeit von der scheinbaren Größenklasse des beobachteten Sterns für die Beobachtungen in Göttingen.

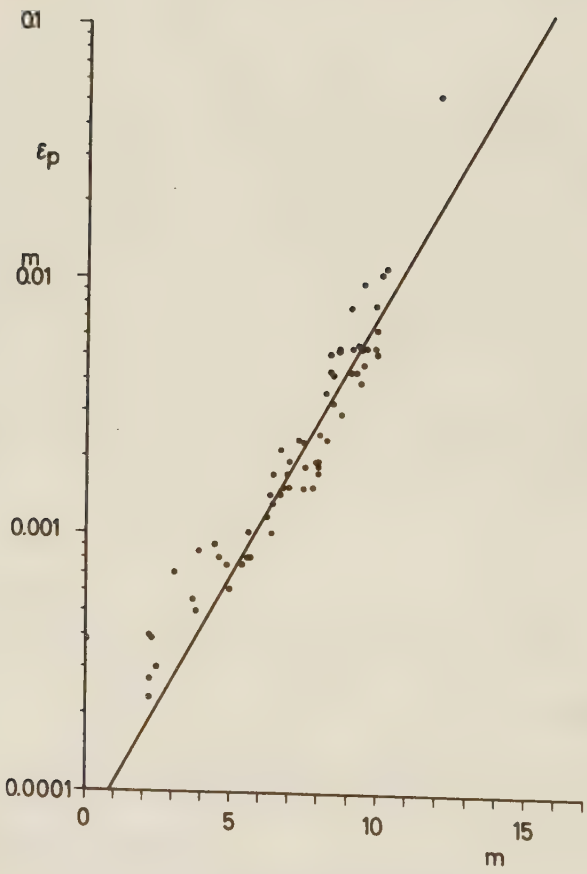


Abbildung 2: Mittlerer Fehler des Polarisationsgrades in Abhängigkeit von der scheinbaren Größenklasse des beobachteten Sterns für die Beobachtungen in Williams Bay.

in Göttingen und Williams Bay können aus den Abbildungen 1 und 2 entnommen werden. Dort wurde ε_p in Größenklassen gegen die scheinbaren Größen der Sterne für eine typische Auswahl der Beobachtungen doppellogarithmisch aufgetragen.

In Williams Bay stimmte (25) offenbar nur für $5 < m < 10$. Für hellere Sterne wurde die Genauigkeit wahrscheinlich durch die mangelnde Konstanz der Photozellen oder der Elektronik begrenzt.
Für c_{10} ergeben sich aus den Abbildungen 1 und 2 folgende Werte:

Göttingen	$c_{10} = 0^m.000140$
Williams Bay	$c_{10} = 0^m.000067$

Der größere Fehler in Göttingen dürfte hauptsächlich auf das kleinere Teleskop und auf die größeren Lichtverluste in der Linsenoptik des Hainbergastrographen zurückzuführen sein.
Abbildung 3 zeigt einen Vergleich der in Williams Bay für einige Standardsterne gefundenen Polarisationsgrade mit den Göttinger Messungen und den Ergebnissen von Behr, Hall und Hiltner. Die Polarisationsgrade stimmen weit besser überein, als man es wegen der unterschiedlichen spektralen Empfindlichkeit der Photometer erwarten kann.
Alle numerischen Rechnungen bei der Reduktion der Polarisationsmessungen wurden mit elektronischen Rechenmaschinen durchgeführt.

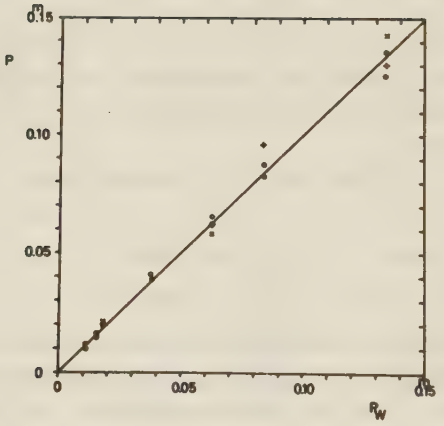


Abbildung 3: Vergleich der in Göttingen gemessenen Polarisationsgrade (volle Kreise) mit den in Williams Bay gefundenen Werten (p_W) für einige Standardsterne. Zum Vergleich wurden auch die Ergebnisse von Behr (offene Kreise), Hall (liegende Kreuze) und Hiltner (aufrechte Kreuze) eingetragen.

IV. UBV-Photometrie und Spektren

Die photometrischen Beobachtungen wurden am 60 cm "Rotatable"-Reflektor des Yerkes Observatoriums durchgeführt. Dazu wurde das Polarimeter durch ein gewöhnliches Sternphotometer mit einem 1P21 Photomultiplier und den von Johnson und Morgan (1953) vorgeschlagenen Filterkombinationen für das UBV-System ersetzt. Das Photometer enthielt außerdem noch ein Filter, dessen Transmission dem roten Durchlässigkeitsbereich des U Filters ("red leak") entsprach. Alle Beobachtungen wurden mit Hilfe von folgenden Formeln reduziert:

$$
\begin{aligned}
B\text{-}V &= T_{BV} \left\{ m_B - m_V - k''_{BV} (m_B - m_V) X - k'_{BV} X \right\} + N_{BV} \\
U\text{-}B &= T_{UB} \left\{ m_U - m_B - k''_{UB} (m_U - m_B) X - k'_{UB} X \right\} + N_{UB} \qquad (26) \\
V &= m_V - k'_V K + T_V (B\text{-}V) + k''_V (m_B - m_V) X + N_V
\end{aligned}
$$

m_U, m_B und m_V sind die mit willkürlichem Nullpunkt in Größenklassen umgerechneten Lichtintensitäten nach Abzug des Himmelshintergrundes. Bei m_U wurde außerdem vorher der red leak-Anteil abgezogen. Die relativen Luftmassen X wurden mit Hilfe der üblichen Reihenentwicklung aus dem Sekans der Zenitdistanz berechnet (Hardie 1962). Nach dem bei Hardie (1962) angegebenen Verfahren wurden die Extinktionskoeffizienten zweiter Ordnung, k''_{BV} , k''_{UB} , k''_V aus Beobachtungen der beiden eng benachbarten Sterne HD 200560 (K 2.5 V) und HD 200595 (B 8) bei verschiedenen Luftmassen bestimmt. Im Gegensatz zu den üblichen Angaben für das UBV-System ergab sich $k''_V = -0.016 \neq 0$. Wegen seiner auch in zweifelhaft photometrischen Nächten hohen Genauigkeit wurde zur Bestimmung der Extinktionskoeffizienten k'_{BV}, k'_{UB} , k'_V das Standardsternverfahren (Hardie 1962) benützt. Dazu wurden im Abstand von höchstens drei Stunden eine Anzahl von Standardsternen im UBV-System beobachtet, von

denen je zwei ähnliche Farbindizes aber zum Beobachtungszeitpunkt stark verschiedene Luftmassen X aufwiesen. Da für diese Methode die Transformationskoeffizienten in das UBV-System T_{BV}, T_{UB}, T_V benötigt werden, diese aber nicht bekannt waren, wurde folgendes iterative Verfahren eingeschlagen: Es wurden zunächst $T_{BV} = 1$, $T_{UB} = 1$ und $T_V = 0$ gesetzt und dann nach dem Hardieschen Verfahren durch Umkehr der Formeln (26) die Extinktionskoeffizienten in erster Näherung berechnet. Mit diesen Extinktionskoeffizienten wurde nach der Methode der kleinsten Quadrate nach (26) für alle beobachteten Standardsterne (für die ja B-V, U-B, und V bekannt waren) die Koeffizienten T_{BV} , T_{UB} , T_V , N_{BV} , N_{UB} , N_V in erster Näherung berechnet. Damit wurden verbesserte Extinktionskoeffizienten berechnet; daraus verbesserte Transformationskoeffizienten. Nach der dritten Iteration blieben alle Koeffizineten konstant.

Bei der Reduktion der Beobachtungen der Feldsterne wurden für T_{BV} , T_{UB} , T_V Mittelwerte über alle Nächte benützt. k'_{BV} , k'_{UB} , k'_V, N_{BV} , N_{UB} wurden für jede einzelne Nacht gemittelt. Da N_V in einigen Nächten kleine systematische Bewegungen während der Nacht zeigte, wurde N_V zwischen den Standardsternbeobachtungen interpoliert.

Die mittleren Fehler ε_V , ε_{B-V}, ε_{U-B} von V, B-V und U-B wurden sowohl aus den Differenzen von Beobachtungen der gleichen Sterne in verschiedenen Nächten als auch durch Vergleich mit den Ergebnissen anderer Beobachter ermittelt. Beide Methoden ergaben für die mittleren Fehler einer Einzelmessung etwa:

$$\varepsilon_V = 0\overset{m}{.}02$$

$$\varepsilon_{B-V} = 0\overset{m}{.}01$$

$$\varepsilon_{U-B} = 0\overset{m}{.}02$$

Mittelwerte der Beobachtungen der Standardsterne sind in Tabelle 3 wiedergegeben. Abgesehen von HD 12929 sind keine systematischen Abweichungen gegenüber den Tabellen von Johnson und Morgan festzustellen. HD 12929 scheint in V mindestens zur Beobachtungszeit um $0^{m}.03$ dunkler gewesen zu sein als bei Johnson und Morgan angegeben. Dieser Befund stimmt mit einer Vermutung von Johnson (1963) gut überein.
Die beschriebenen Reduktionsrechnungen wurden mit Hilfe einer elektronischen Rechenmaschine vom Typ IBM 1620 am Yerkes Observatorium durchgeführt.

Für 38 der in Tabelle 3 und 4 enthaltenen Sterne wurden zu Klassifikationszwecken Spaltspektrogramme mit dem 40 inch Refraktor des Yerkes Observatoriums auf Kodak II a O Platten aufgenommen. Die Dispersion betrug etwa 115 A/mm. Die Spektren wurden nach den Kriterien des Yerkes Atlas of Stellar Spectra (Morgan, Keenan, Kellman 1943) klassifiziert. Zu diesem Zwecke wurden in den gleichen Nächten, in denen die Feldsterne beobachtet wurden, auch Spektren einer Serie von Standardsternen im MK-System aus der revidierten Liste von Johnson und Morgan (1953) aufgenommen.
Für einige B-Sterne wurden eindimensionale Spektraltypen nach der "Q-Methode" (Johnson und Morgan 1953) aus den Farbindizes im UBV-System bestimmt. Einige wenige späte, schwach verfärbte Sterne wurden auf Grund ihrer Farbindizes zweidimensional klassifiziert. Die vorzügliche Übereinstimmung der damit erhaltenen spektroskopischen Parallaxen mit den trigonometrischen Parallaxen dieser Sterne scheint das Verfahren zu rechtfertigen. Trotzdem sind diese Klassifikationen natürlich unsicher und sie wurden daher besonders gekennzeichnet.

Tabelle 3 : Standardsterne für die UBV-Photometrie

Name	Spektral-typ	Anzahl der Beobachtungen	Beobachtete Werte V	B-V	U-B	Standardwerte (Johnson-Morgan) V	B-V	U-B
HD 12 929[1)]	K2III	20	$2^m.026$	$1^m.150$	$1^m.125$	$2^m.00$	$1^m.151$	$1^m.12$
HD 32 630	B3V	4	3.181	-0.162	-0.666	-3.17	-0.18	-0.67
HD 36 591	B1V	4	5.353	-0.164	-0.908	5.35	-0.20	-0.94
HD 62 345	G8III	2	3.569	0.945	0.710	3.57	0.93	0.68
HD 184 915	B0,5III	8	4.948	0.009	-0.832	4.96	-0.01	-0.87
HD 196 867	B9V	13	3.777	-0.063	-0.208	3.77	-0.06	-0.22
HD 198 001	A1V	13	3.776	-0.009	-0.008	3.77	0.01	0.04
HD 214 680[1)]	O9V	19	4.885	-0.203	-1.043	4.88	-0.203	-1.04
HD 219 134[1)]	K3V	19	5.559	1.007	0.897	5.57	1.010	0.89

1) = Primäre Standardsterne des Systems

V. Beobachtungsergebnisse

Die Ergebnisse der Beobachtungen wurden zusammen mit allen wichtigen Daten der beobachteten Sterne in den Tabellen 4 und 5 zusammengefaßt. Die Tabellen enthalten folgende Daten:

Spalte 1 : HD oder BD Nummer oder, falls der Stern in keinem der beiden Kataloge enthalten ist, eine andere eindeutige Bezeichnung. Bei BD Nummern geben die letzten vier Stellen die Katalognummer und die ersten beiden Stellen und das Vorzeichen die Deklinationszone an. Ein Stern hinter der Nummer weist auf eine Bemerkung am Schluß der beiden Tabellen hin.

Spalte 2 : Rektaszension für 1900.0

Spalte 3 : Deklination für 1900.0

Spalte 4 : Scheinbare Größenklasse des Sterns im Visuellen.

Spalte 5 : Farbindex B-V

Spalte 6 : Farbindex U-B

Spalte 7 : Anzahl der UBV Beobachtungen, falls eigene Messungen vorliegen.

Spalte 8 : Herkunft der in Spalte 4 bis 6 angegebenen Werte, falls sie nicht auf eigenen Beobachtungen beruhen. Die zu den Nummern gehörenden Literaturstellen sind am Schluß der Tabellen angegeben.

Spalte 9 : Spektraltyp. Ein Stern bedeutet, daß die Leuchtkraftklasse aus dem Zweifarbendiagramm bestimmt wurde (vergl. Kapitel IV).

Spalte 10: Herkunft des Spektraltyps, falls er der Literatur entnommen wurde.

Spalte 11: Absolute visuelle Größenklasse des Sterns entsprechend dem Spektraltyp in Spalte 9. M_V wurde mit Hilfe der Tabellen in Landold-Börnstein (Neue Serie 1965) bestimmt.

Spalte 12: Verfärbung $E_{B-V} = (B-V) - (B-V)_o$. Für Sterne früher als A 1 wurden die Verfärbungen nach der Q-Methode (Johnson und Morgan 1953) bestimmt. Für spätere Spektraltypen wurden die im Landold-Börnstein angegebenen Eigenfarben zur Bestimmung der Verfärbung benützt. Wegen der starken Abhängigkeit der Farben vom Spektraltyp bei späten Sternen sind die Werte für späte Spektraltypen ungenauer als für blaue Sterne.

Spalte 13: Entfernungen in Parsec auf Grund von trigonometrischen Parallaxen. Alle trigonometrischen Parallaxen wurden dem General Catalogue of Trigonometric Stellar Parallaxes (Jenkins 1952) entnommen.

Spalte 15: Entfernung berechnet nach der Methode der spektroskopischen Parallaxen aus den Werten der Spalten 4, 11 und 12 mit $A_V = 3\ E_{B-V}$. Für die Sterne der Oriongruppe wurden wegen der Unsicherheit des Verhältnisses von Absorption zu Verfärbung keine individuellen Entfernungen berechnet, sondern statt dessen in Spalte 15 OA (Orion Aggregate) eingetragen. B Sterne im Orion mit Entfernungen kleiner als 280 pc wurden zu den Vordergrundsternen gerechnet.

Spalte 16: Anzahl der für Spalte 18 bis 21 benützten Göttinger Einzelmessungen.

Spalte 17: Anzahl der in Spalte 18 bis 21 benützten Einzelmesssungen aus Williams Bay.

Spalte 18: Mittlerer Polarisationsgrad p in Größenklassen.

Spalte 19: Mittlerer Fehler von p in Größenklassen.

Spalte 20: Hauptschwingungsrichtung θ im Äquatorialsystem in Grad.

Spalte 21: Mittlerer Fehler von θ in Grad.

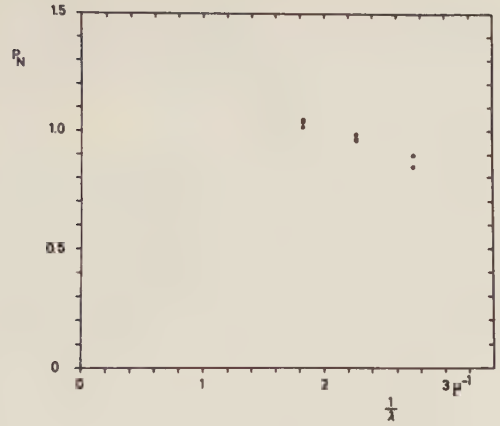


Abbildung 24: Abhängigkeit der relativen Polarisationsgrade p_N von der Wellenlänge für die Standardsterne.

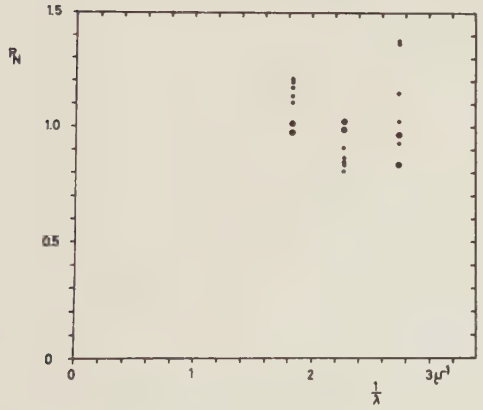


Abbildung 5: Abhängigkeit der relativen Polarisationsgrade p_N von der Wellenlänge für die Orionsterne. Die umrandeten Punkte entsprechen den Sternen HD 36629 und HD 37041.

In Tabelle 6 sind die Ergebnisse der Polarisationsmessungen einiger Orionsterne und einiger Standardsterne in den drei Farbbereichen des UBV-Systems enthalten. Die relativen Polarisationsgrade für diese Sterne, definiert durch

$$p_N = p_N(\lambda) = \frac{2p(\lambda)}{p_V + p_B}$$

wurden in Abbildung 4 für die Standardsterne und in Abbildung 5 für die Orionsterne gegen die reziproke effektive Wellenlänge aufgetragen. p_V und p_B sind dabei die Polarisationsgrade im V- beziehungsweise im B-Bereich des UBV-Systems. Die Standardsterne (HD 43384, HD 183143, HD 198931) zeigen genau die für sie bekannte Wellenabhängigkeit des Polarisationsgrades. Das Ergebnis für die 7 Orionsterne ist dagegen ziemlich überraschend. Zwei der Sterne (HD 36629 und 37041 = θ^2Ori) zeigen etwa den üblichen Verlauf der interstellaren Polarisation. Bei den übrigen Orionsternen fällt die Polarisation zwischen dem visuellen und dem blauen Farbbereich ungewöhnlich stark ab und nimmt im U Bereich wieder sehr stark zu. Eine Rechnung zeigte, daß dieser starke Anstieg im Ultravioletten nicht durch den höheren mittleren Meßfehler in diesem Farbbereich vorgetäuscht sein kann.

Die Ergebnisse der Polarisationsmessungen im visuellen Licht wurden in den Abbildungen 6 bis 16 in Polarisationskarten eingetragen. In diese Karten wurden außerdem die schon bekannten Messungen von Behr, Behr und Stellmacher und Hiltner eingezeichnet, soweit für diese Sterne zuverlässige spektroskopische Parallaxen vorhanden waren oder berechnet werden konnten und soweit nicht eigene genauere Beobachtungen dieser Sterne zur Verfügung standen. Jeder gemessene Stern wurde, falls $\varepsilon_\theta < 15^\circ$ war, durch einen Strich dargestellt, dessen Länge proportional dem Polarisationsgrad ist und dessen Positionswinkel θ ist. Sterne deren Polarisation so klein ist, daß wegen (24) $\varepsilon_\theta \geq 15^\circ$ wurde, wurden als Punkte eingezeichnet. In den Cygnuskarten

wurden außerdem der galaktische Äquator und die galaktischen Längen (l) eingetragen.
Die Beobachtungen im Cygnus wurden in acht Entfernungsgruppen aufgeteilt, deren Grenzen der Tabelle 7 entnommen werden können. Die Schrittweite in der Entfernung von einer Gruppe zur nächsten entspricht etwa einem Faktor Zwei oder $1^m.5$ im Entfernungsmodul. Sie ist bedingt durch die Genauigkeit der spektroskopischen Parallaxen. Für jede Entfernungsgruppe wurde eine eigene Polarisationskarte gezeichnet. Während in den nahen Entfernungsgruppen fast ausschließlich eigene Messungen enthalten sind, wurden zum Beispiel 80% der Werte in der Gruppe VI (1000 - 2000 pc) dem Katalog von Hiltner entnommen.
In Tabelle 7 sind einige Mittelwerte für die Entfernungsgruppen im Cygnus zusammengestellt worden. N ist dabei die Anzahl der Sterne in der jeweiligen Gruppe. $\bar{p}$, $\bar{\varepsilon}_p$, $\bar{p}_x$, $\bar{p}_y$, $\overline{E_{B-V}}$, $\bar{\theta}$, $\bar{\varepsilon}_\theta$ sind die normalen arithmetischen Mittel der entsprechenden Einzelwerte. Bei der Interpretation dieser Werte muß beachtet werden, daß weder p noch θ einer Normalverteilung gehorcht. Der Mittelwert der Winkel θ wurde allerdings nur berechnet, wenn die Verteilung der θ nicht mehr als ein Maximum aufwies. Winkel mit $\varepsilon_\theta > 14^\circ$ wurden bei der Mittelbildung weggelassen, und Winkel mit $|\bar{\theta} - \theta| > 90^\circ$ wurden durch $\pm(180 - \theta)$ ersetzt.

Wegen (6) erhält man zu hohe Werte für $\bar{p}$ wenn ε_p nicht klein gegen $\bar{p}$ ist. Aus diesem Grunde wurden in Tabelle 7 auch korrigierte mittlere Polarisationsgrade $\bar{p}_o$ eingetragen, die nach

$$\bar{p}_o = \sqrt{\bar{p}^2 - \bar{\varepsilon}_p^2}$$

berechnet wurden.
Das mittlere Verhältnis von Polarisation zum dreifachen Farbexzess wurde für die Entfernungsgruppen V bis VIII nach der Gleichung (27) berechnet.

Tabelle 7

Gruppe	Entfernung	N	$\bar{p}$	$\bar{\varepsilon}_p$	$\bar{p}_o$	$\bar{p}_x$	$\bar{p}_y$	$\overline{E_{B-V}}$	$\bar{\theta}$	$\bar{\varepsilon}_\theta$	σ_θ
I	15- 50pc	20	$0^m.0018$	$0^m.0009$	$0^m.0014$	$-0^m.0004$	$+0^m.0002$	$0^m.03$	84°	11°	32°
II	50- 100pc	19	0.0036	0.0011	0.0034	-0.0026	+0.0007	0.05	83°	9°	23°
III	100- 200pc	30	0.0040	0.0011	0.0039	-0.0032	+0.0013	0.04	79°	7°	12°
IV	200- 400pc	20	0.0050	0.0011	0.0049	-0.0022	+0.0003	0.09	79°	7°	35°
V	400-1000pc	29	0.0183	0.0021	0.0183	-0.0010	+0.0045	0.43	69°	4°	41°
VI	1000-2000pc	95	0.0386	0.0047	0.0386	+0.0011	+0.0101	1.00	-	5°	-
VII	2000-4000pc	62	0.0282	0.0045	0.0282	+0.0035	+0.0008	0.67	-	6°	-
VIII	4000pc	13	0.0271	0.0041	0.0271	-0.0106	+0.0181	0.63	58°	5°	21°

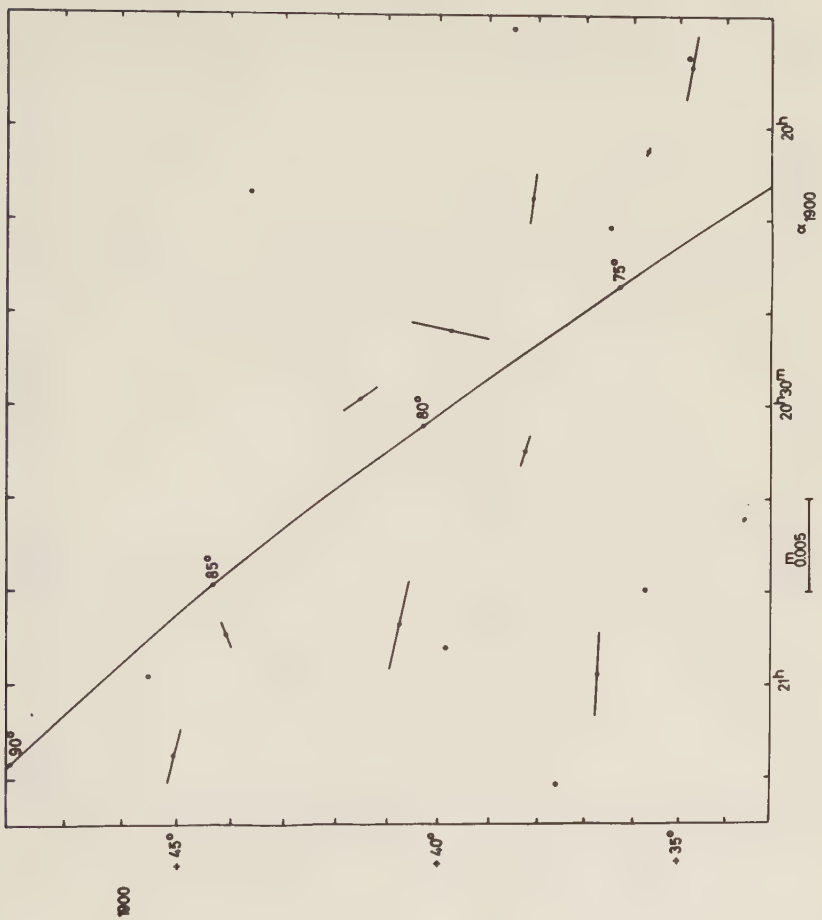


Abbildung 6:

Polarisation im Cygnus. Gruppe I (15-50 pc)

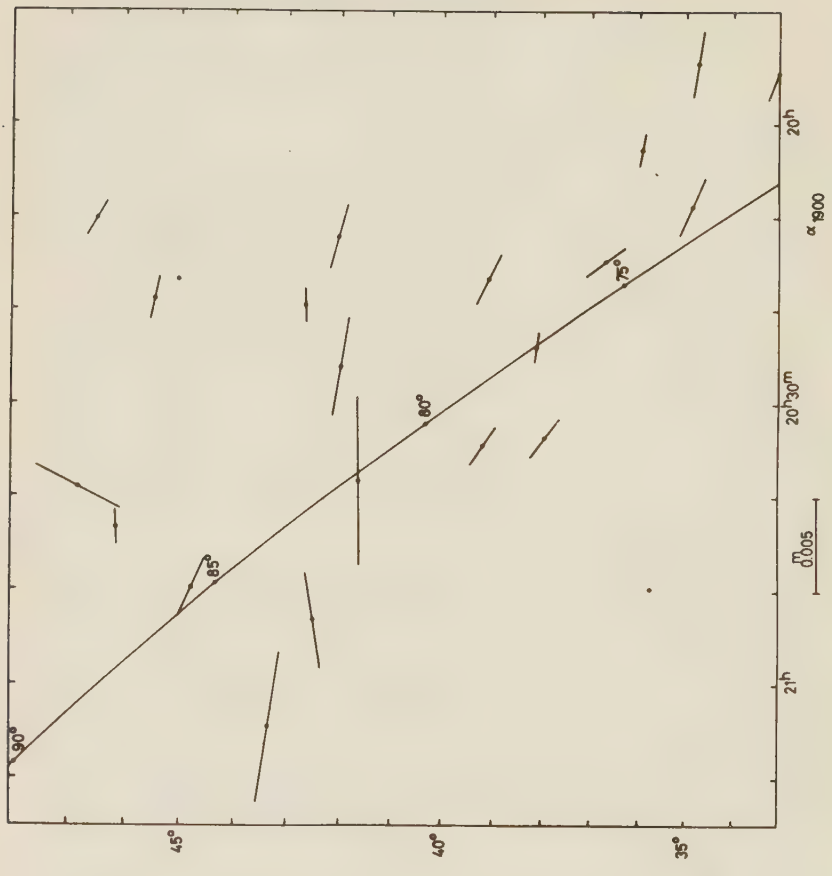


Abbildung 7:

Polarisation
im Cygnus
Gruppe II
(50-100 pc)

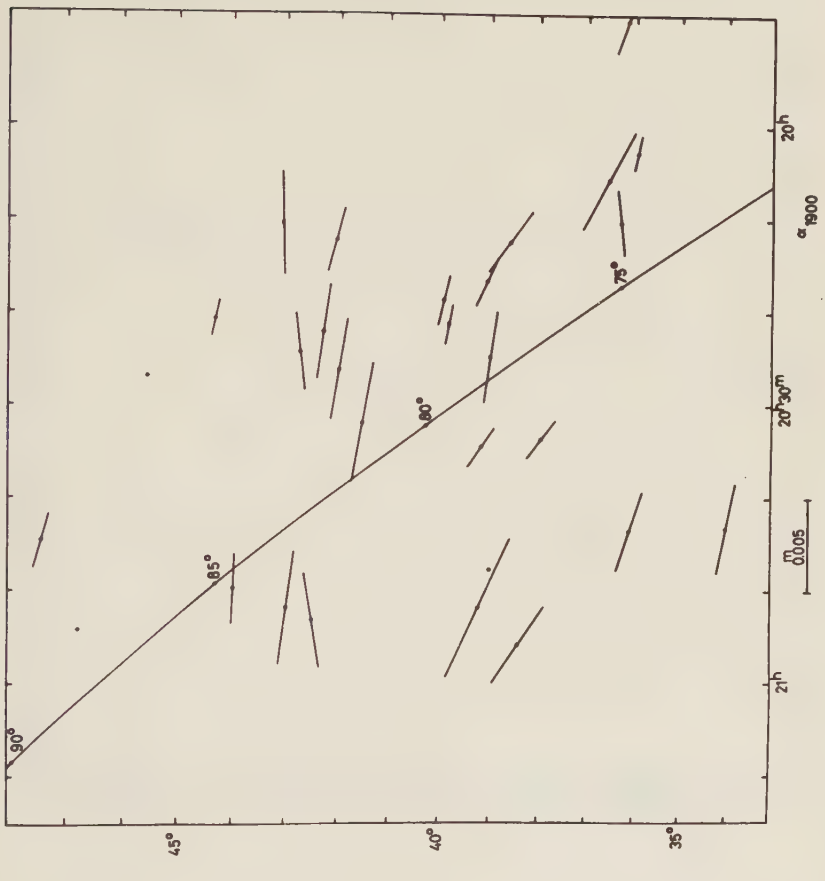


Abbildung 8:

Polarisation im Cygnus. Gruppe III (100-200 pc)

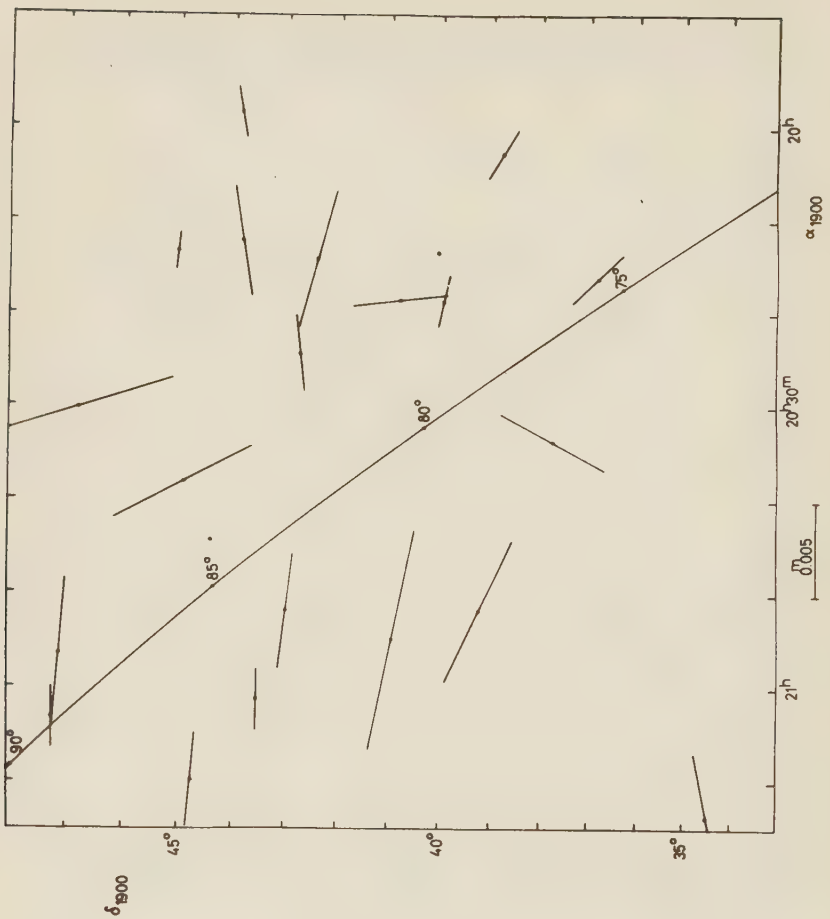


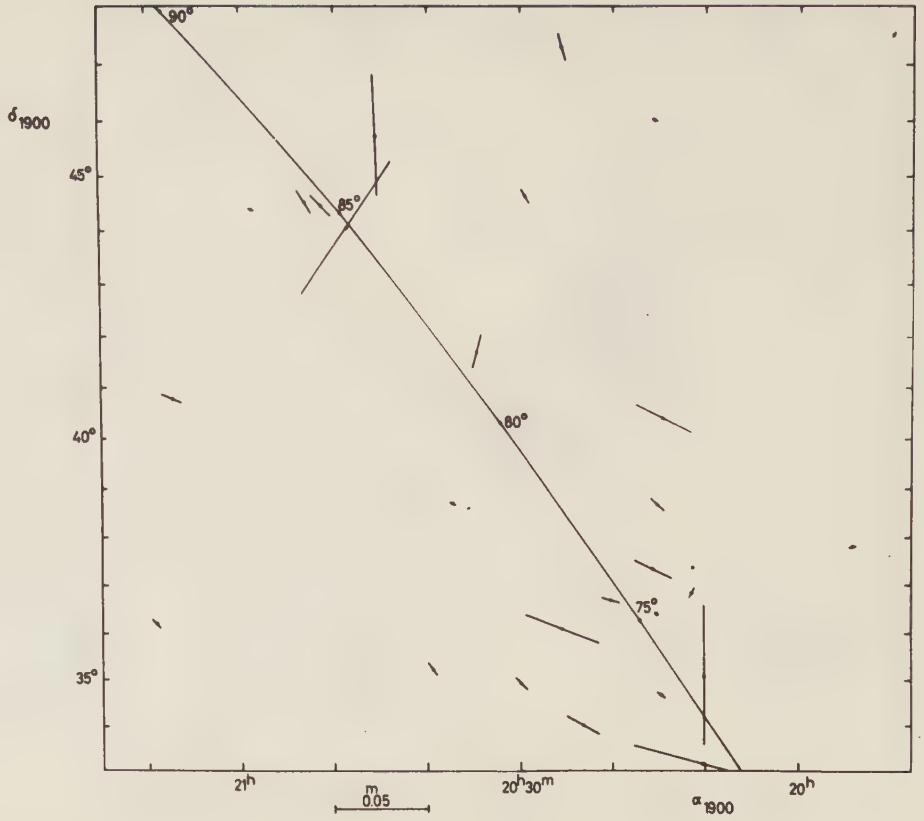
Abbildung 9:

Polarisation im Cygnus. Gruppe IV (200-400 pc)

Abbildung 10:

Polarisation
im Cygnus
Gruppe V
(400-1000 pc).

Man beachte, daß
in den Karten von
Gruppe V ab eine
neue Skala der
Polarisationsgrade
benützt wird.



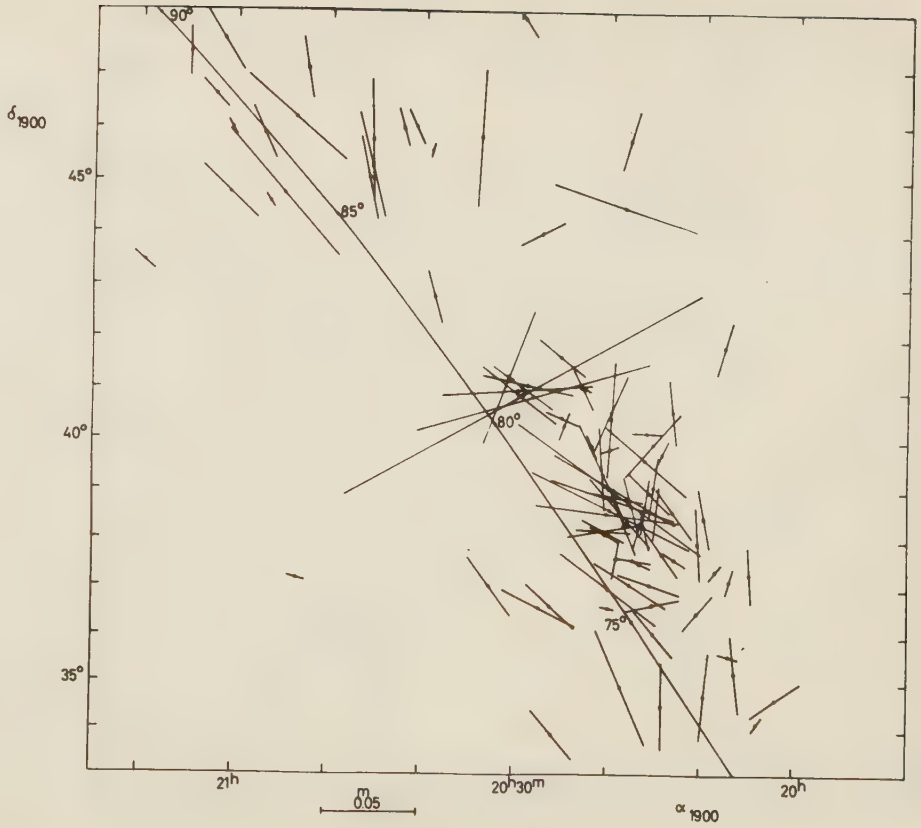
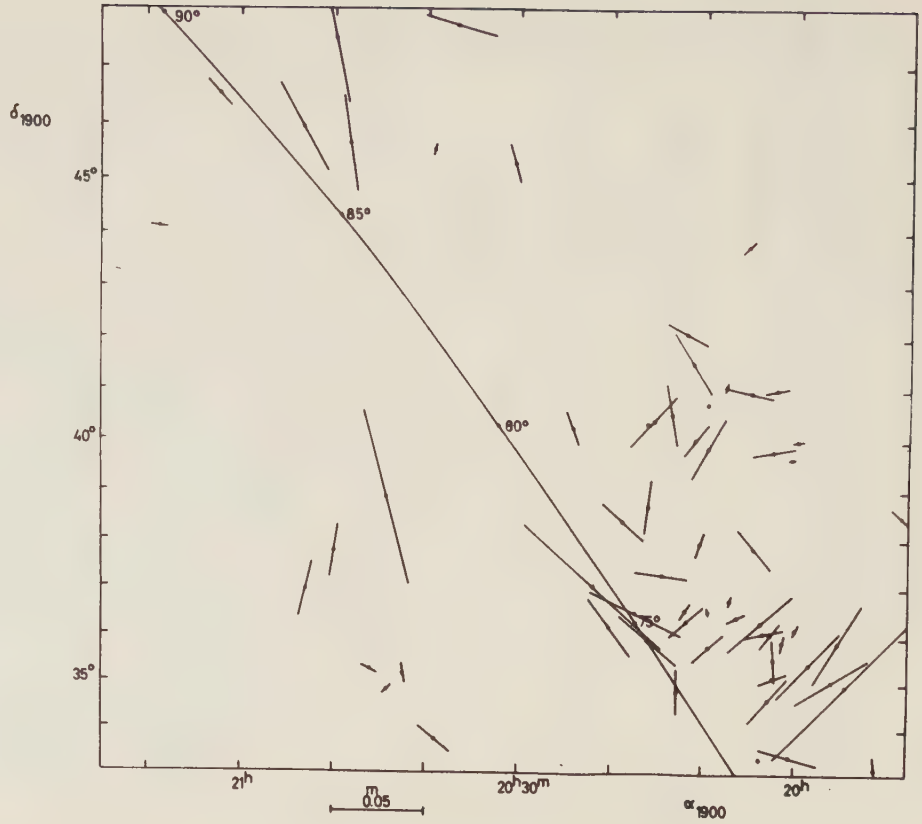


Abbildung 11:

Polarisation
im Cygnus
Gruppe VI
(1000-2000 pc)

Abbildung 12:

Polarisation
im Cygnus
Gruppe VII
(2000-4000 pc)



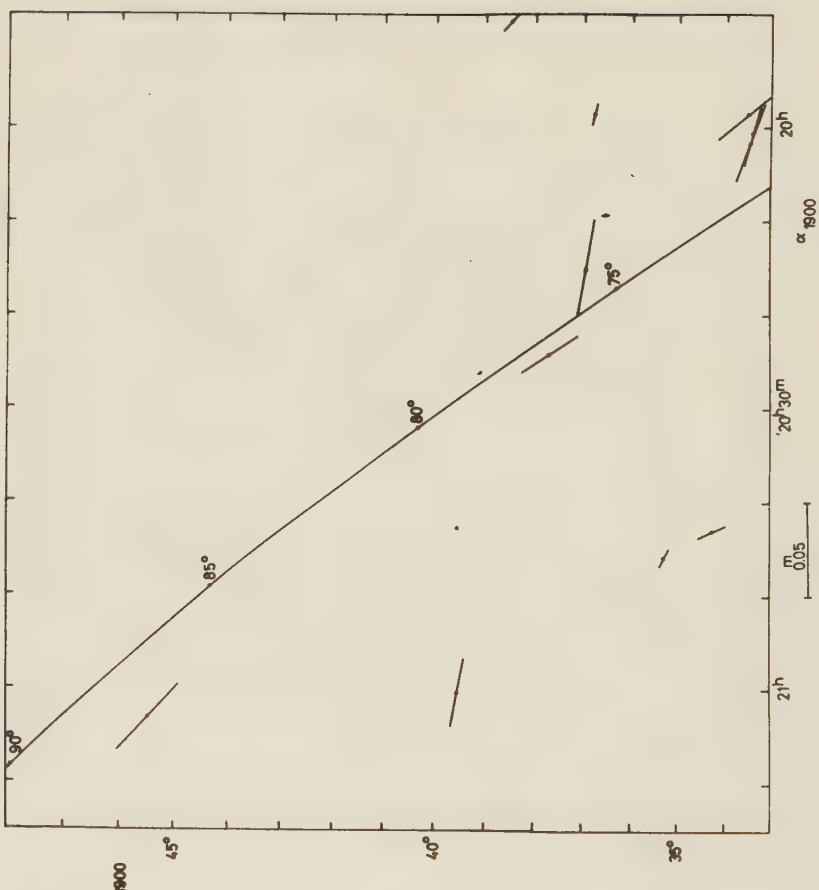


Abbildung 13:

Polarisation
im Cygnus
Gruppe VIII
(> 4000 pc)

$$\overline{\left(\frac{p_o}{3E_{B-V}}\right)} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\frac{p_i}{3E_{B-V\,i}} \qquad (27)$$

Da für die Entfernungsgruppen I bis III E_{B-V} in der Größenordnung der Fehler der einzelnen Werte E_{B-V} lag, wurde hier die nicht korrekte aber hier trotzdem genauere Gleichung (28) benützt.

$$\overline{\left(\frac{p_o}{3E_{B-V}}\right)} = \frac{\bar{p}_o}{3\bar{E}_{B-V}} \qquad (28)$$

σ_θ in Spalte 12 von Tabelle 6 wurde in Analogie zur bei Normalverteilung definierten Streuung nach

$$\sigma_\theta = \sqrt{\frac{\sum^{n}(\bar{\theta}-\theta_i)^2}{n-1}}$$

berechnet. Für die θ_i galten dabei die gleichen Einschränkungen und Regeln wie bei der Berechnung von $\bar{\theta}$.

Die Polarisationskarte Abbildung 14 zeigt die Ergebnisse der Beobachtungen für Sterne zwischen der Sonne und der Oriongruppe. Diese Sterne werden im folgenden die Vordergrundsterne genannt werden. Die Polarisationsbeobachtungen in der Oriongruppe selbst sind in Abbildung 15 eingezeichnet worden. Hier sind ausnahmsweise alle Beobachtungen mit $\varepsilon_\theta \leq 19^\circ$ eingetragen worden, da die Dichte der Beobachtungen an der Sphäre auch Aussagen bei etwas höherer Streuung der Winkel zuläßt. Neben Beobachtungen von Behr und Behr und Stellmacher sind zwei Sterne aus Halls Katalog hinzugenommen worden (HD 38563 A und B). Da die beobachteten Sterne in der Umgebung des Orionnebels besonders dicht liegen, wird Abbildung 15 dort sehr unübersichtlich. Dieser Teil der Karte wurde daher in Abbildung 16 wiederholt.

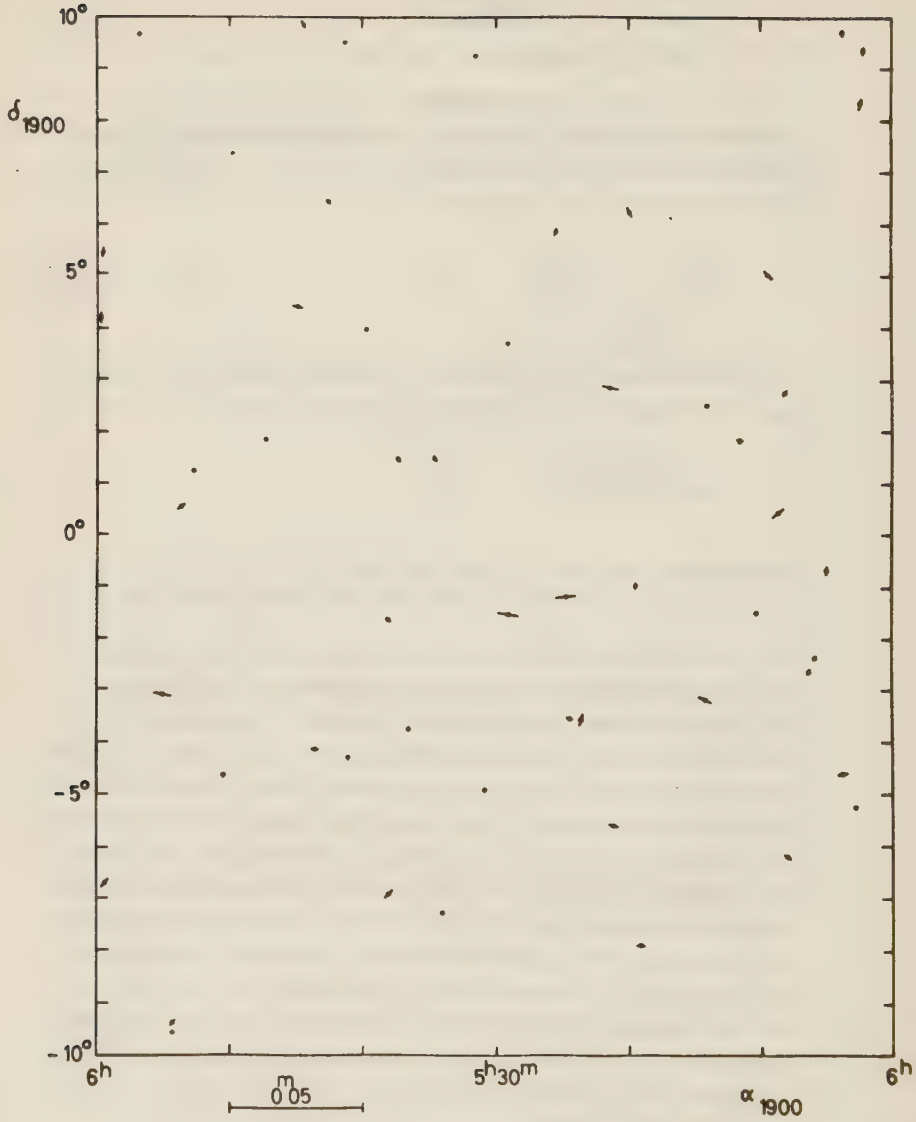


Abbildung 14: Die Polarisation der Vordergrundsterne im Orion

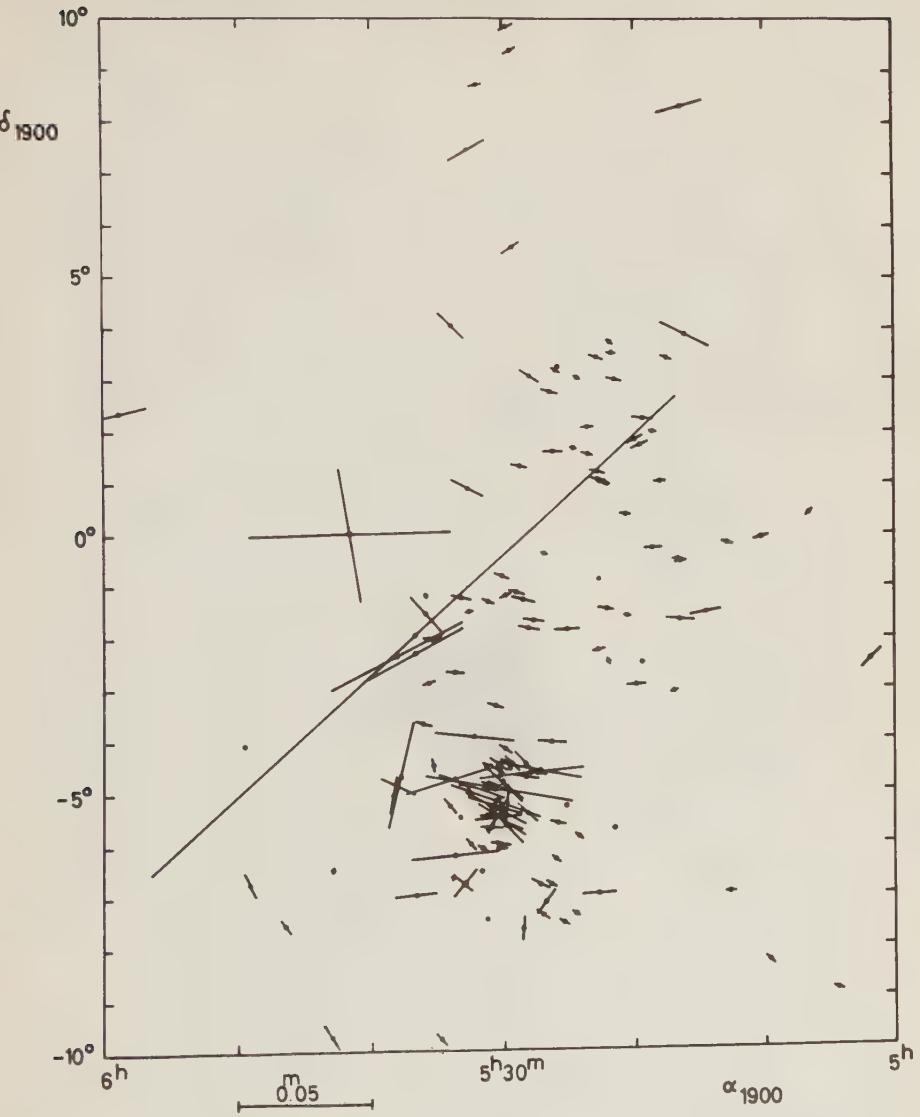


Abbildung 15: Die Polarisation in der Oriongruppe

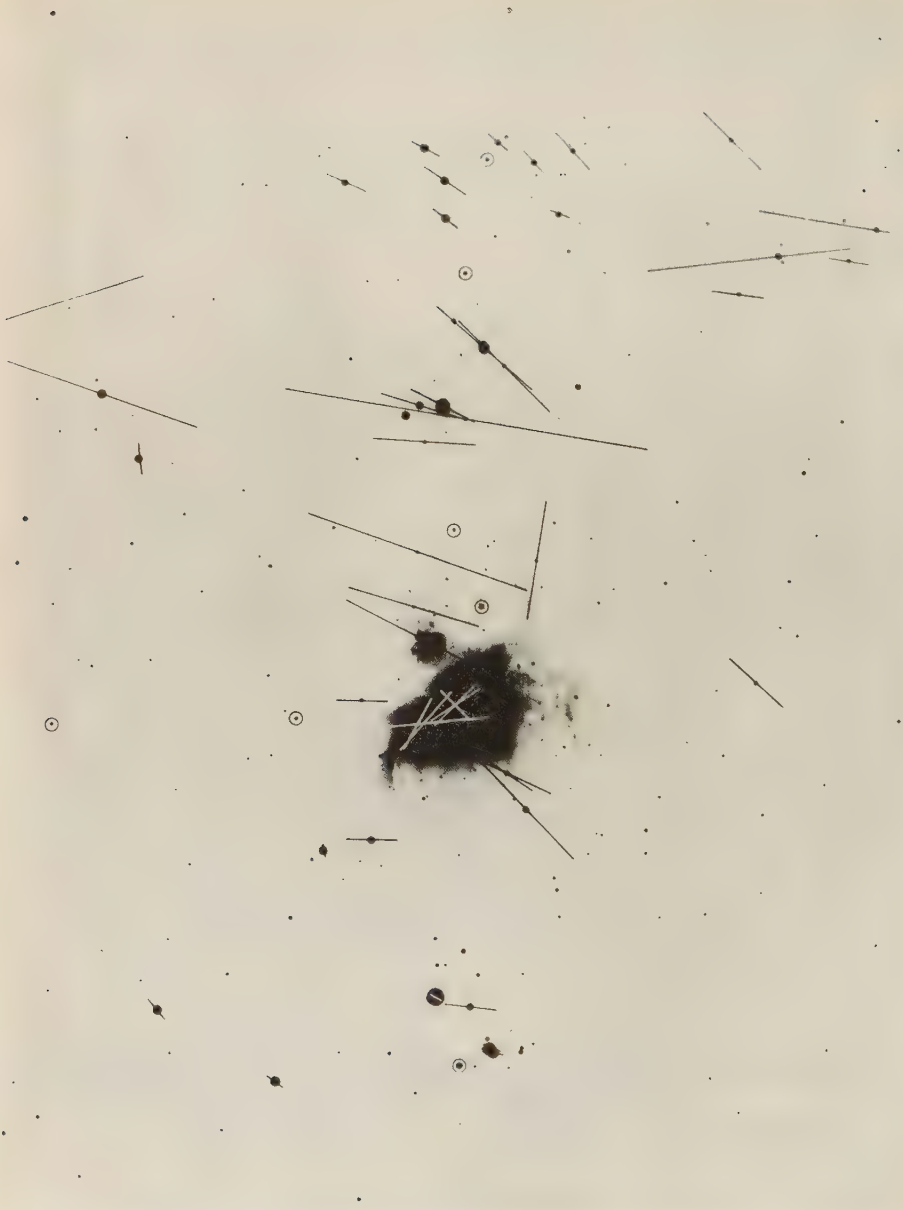


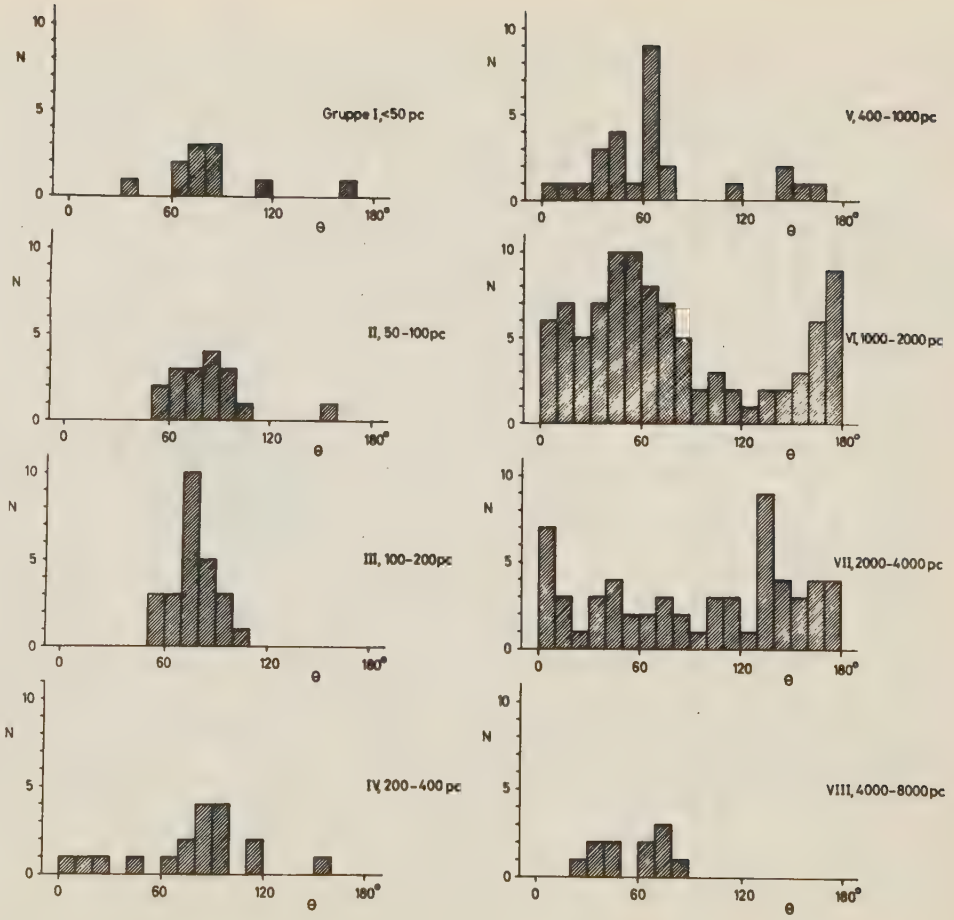
Abbildung 16: Die Polarisation in der Umgebung des Orionnebels. Die Vordergrundsterne sind weggelassen.

Die Verteilung der Polarisationsrichtungen der einzelnen Sterne wurde in Hystogrammen in den Abbildungen 17 bis 19 dargestellt. Die Anzahl der beobachteten Sterne mit Winkeln Θ in Intervallen von 10° wurden dabei gegen die Winkel Θ aufgetragen. In allen Hystogrammen wurden nur Winkelwerte mit $\varepsilon_{\Theta} \leq 14^{\circ}$ berücksichtigt. Beim Vergleich von Abbildung 19 mit den übrigen Hystogrammen ist zu beachten, daß Abbildung 19 in einem anderen Maßstab gezeichnet wurde und die Verteilung daher relativ flacher erscheint.
In den Abbildungen 20 und 21 wurden die Verfärbung und die Polarisationsgrade für Sterne im Cygnus mit Entfernungen kleiner als 1500 pc gegen die Entfernung aufgetragen. Entsprechende Diagramme für Sterne zwischen 1000 pc und 3000 pc findet man bei Hiltner (1956). Für Sterne in noch größeren Entfernungen liefern solche Diagramme keine Information mehr über die Staubverteilung, da nur noch Sterne mit ungewöhnlich kleiner Verfärbung beobachtet werden.

Nach Johnson und Borgman (1963) ist das Verhältnis von Absorption im Visuellen zum Farbexzess E_{B-V} im Orion größer als in anderen Gebieten der Milchstraße. Wie Abbildung 5 zeigt, scheint auch die Wellenlängenabhängigkeit der interstellaren Polarisation im Orion wenigstens für einige Sterne von dem normalen Verlauf abzuweichen. Es liegt nahe, diese Beobachtungen mit Unterschieden in den Eigenschaften der interstellaren Staubteilchen zu erklären. O'Dell und Hubbard (1965) haben zuletzt darauf hingewiesen, daß in der Umgebung von heißen Sternen sowohl eine andere chemische Zusammensetzung als auch eine andere Verteilung der Größe der Teilchen zu erwarten ist. Da auch das Maximum des Verhältnisses von Polarisation zu Absorption von den Eigenschaften des interstellaren Staubes abhängt, wurde als weiterer Test für anomales Verhalten in Abbildung 22 für die Sterne der Oriongruppe der Polarisationsgrad gegen $3\ E_{B-V}$ aufgetragen. Die Sterne im Feld

Abbildung 17:

Die Verteilung der Polarisationsrichtungen im Cygnus



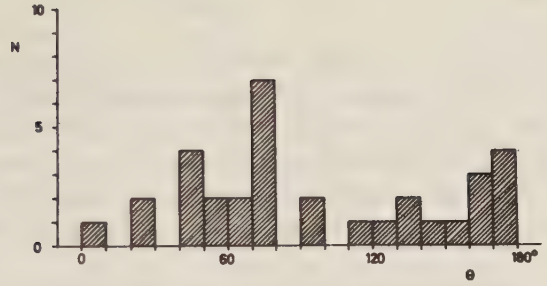


Abbildung 18: Verteilung der Polarisationsrichtungen für die Vordergrundsterne im Orion.

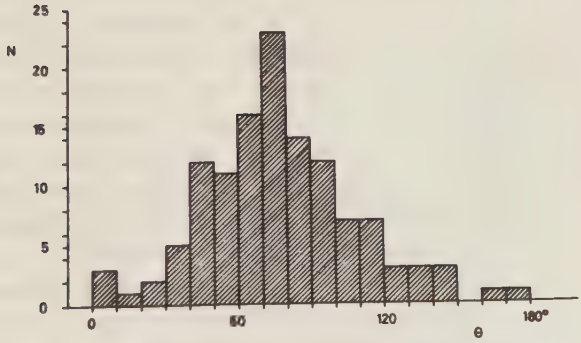


Abbildung 19: Verteilung der Polarisationsrichtungen für die Sterne der Oriongruppe.

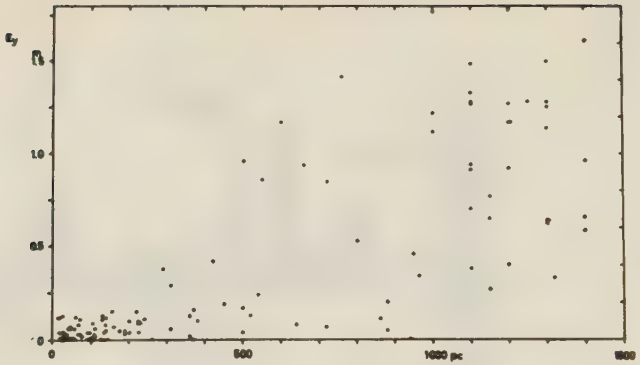


Abbildung 20: Interstellare Verfärbung $E_y = E_{B-V}$ in Abhängigkeit von der Entfernung der Sterne im Cygnus.

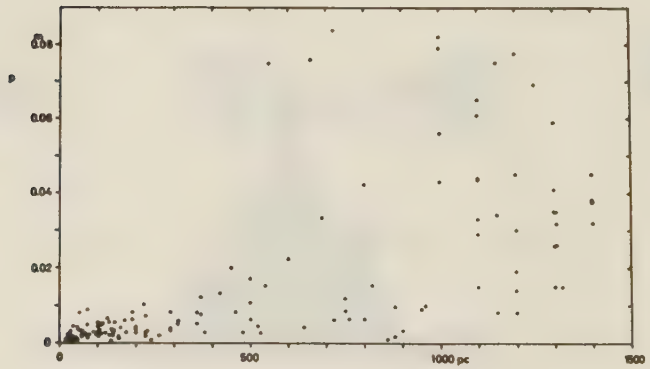


Abbildung 21: Interstellare Polarisation in Abhängigkeit von der Entfernung der Sterne im Cygnus.

$$5^h28.5^m < \alpha_{1900} < 5^h32.5^m$$

$$-6^\circ < \delta_{1900} < -4^\circ$$

also die Sterne im oder in der Umgebung des Orionnebels wurden als Kreuze eingetragen. Die übrigen Sterne als Punkte. Sterne mit $E_{B-V} < 0^m.02$ und Sterne mit großen Meßfehlern wurden weggelassen. Um den Vergleich mit Hiltners entsprechenden Diagrammen von anderen Gegenden der Milchstraße zu erleichtern, wurde wie bei Hiltner die Gerade

$$p = 0.06 \cdot 3\ E_{B-V}$$

eingezeichnet.

Abbildung 22 zeigt, daß das Verhältnis von p zu $3\ E_{B-V}$ für die Oriongruppe überraschend genau den gleichen Grenzwert besitzt wie in anderen Gegenden der Milchstraße. Auch die Streuung der Punkte unterscheidet sich kaum von anderen bekannten Diagrammen dieser Art.

Nimmt man an, daß das Verhältnis von Absorption zu Verfärbung in der ganzen Oriongruppe von dem in anderen Gegenden der Milchstraße abweicht, so folgt daraus für die Oriongruppe ein anomales Verhältnis von p zu A_V, während offenbar das Verhältnis von Polarisation zu Verfärbung keine Änderung erfährt. Es ist jedoch nicht klar, wie dieses Verhalten durch die Eigenschaften des interstellaren Staubes erklärt werden kann, es sei denn, man nimmt an, daß die Polarisation und die Verfärbung durch eine andere Komponente des Staubes bewirkt werden als die Absorption im Visuellen. Andererseits fanden Johnson und Borgman Hinweise dafür, daß das Verfärbungsgesetz im Orion mit wachsendem Abstand vom Trapez rasch normal wird. Schon bei den Sternen HD 37061 und HD 37903 finden sie eine wesentliche Abnahme des anomal hohen Verhältnisses von Absorption zu Verfärbung. Die meisten Sterne in Abbildung 22 sind aber noch wesentlich weiter vom Trapez entfernt. Es scheint daher möglich, daß für die meisten

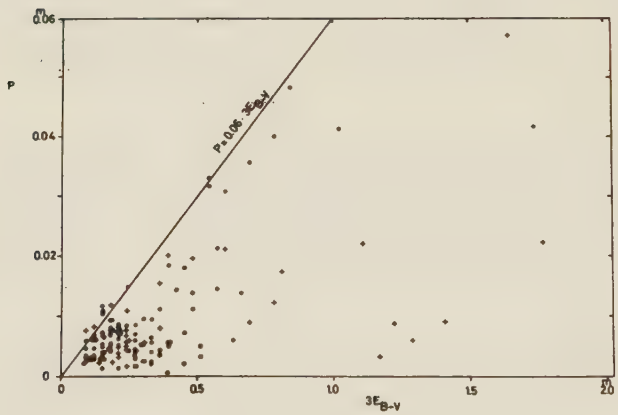


Abbildung 22: Polarisationsgrad in Abhängigkeit von $3\,E_{B-V}$ für die Sterne der Oriongruppe. Die Sterne in der Umgebung des Orionnebels oder im Nebel sind durch Kreuze gekennzeichnet.

dieser Sterne das Verhältnis von A_V zu E_{B-V} und damit auch das Verhältnis von p zu 3 E_{B-V} normal ist.
Wie man aus Abbildung 22 weiter ablesen kann, besitzen die Sterne im oder in der Nähe des Orionnebels, bei denen Johnson und Borgman und andere Autoren mit Sicherheit eine Abweichung vom normalen Verfärbungsgesetz gefunden haben, besonders kleine Werte für das Verhältnis von Polarisationsgrad zu Verfärbung. Zu diesem Ergebnis kamen schon Hall (1958) und Stellmacher (1962). Am niedrigsten ist dieses Verhältnis für die Trapezsterne. Nach Hall ist dies vielleicht auf eine unterschiedliche Verteilung in den Größen der Staubteilchen im inneren Orionnebel zurückzuführen.

VI. Magnetfelder

a) Physikalische Grundlagen und mathematische Methoden

Um aus den im Kapitel V zusammengestellten Beobachtungsergebnissen die Struktur der Magnetfelder abzuleiten, muß der Zusammenhang von interstellarem Magnetfeld und interstellarer Polarisation bekannt sein. Leider sind wir zur Zeit noch weit von einer abgeschlossenen Theorie der interstellaren Polarisation entfernt, hauptsächlich weil unsere Kenntnisse der physikalischen und chemischen Eigenschaften des interstellaren Staubes äußerst unvollkommen und unsicher sind. Anstelle einer Theorie gibt es zur Zeit eine Anzahl von zum Teil wohlbegründeten, zum Teil aber auch unsicheren Annahmen und Modellen. Es ist daher notwendig, festzustellen, unter welchen Annahmen und Voraussetzungen die Feldstruktur aus den Polarisationsmessungen abgeleitet wurde, wie sicher oder wahrscheinlich die daraus abgeleiteten Ergebnisse sein können. Außerdem sollen hier zunächst die gemachten Annahmen in eine für die Auswertung benötigte mathematische Gestalt gebracht werden.

Aus den im Kapitel I beschriebenen Gründen wird als sicher vorausgesetzt, daß die polarisierenden interstellaren Staubteilchen durch den Davis-Greenstein-Mechanismus (Davis, Greenstein 1951) ausgerichtet werden. Der elektrische Vektor des polarisierten Lichtes steht dann senkrecht auf der Magnetfeldrichtung beziehungsweise senkrecht auf der Projektion der Feldrichtung auf eine Ebene senkrecht zum Sehstrahl.

Für rotationssymmetrische längliche Teilchen einheitlicher Größe in einem homogenen Magnetfeld gilt nach Davis und Greenstein mit sehr guter Näherung

$$\frac{p}{A_V} = c_{11} F \sin^2 \lambda \qquad (29)$$

Dabei bedeuten A_V die interstellare Extinktion im Visuellen, p den Polarisationsgrad in Größenklassen, c_{11} eine Konstante, die von den physikalischen Eigenschaften der Staubteilchen abhängt, und λ den Winkel zwischen Sehstrahl und Magnetfeldrichtungen. F ist der sogenannte Verteilungsparameter und wird durch folgendes Integral definiert:

$$F = F(a) = -\int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\pi} (\cos^2\beta \cos^2\nu + \tfrac{1}{2}\sin^2\beta \sin^2\nu) f_1(\beta, \nu, a) d\beta d\nu$$

Dabei ist β der Winkel zwischen dem Drehimpuls eines Teilchens und der Feldrichtung, ν der Winkel zwischen dem Drehimpuls und der Figurenachse des Teilchens, f_1 eine Verteilungsfunktion der Winkel, die die Abweichung von der Gleichverteilung angibt, und a der mittlere Radius der Staubteilchen. Für Gleichverteilung der Winkel gilt $F = 0$. Für sehr starkes Magnetfeld, bei dem alle Teilchen mit den Achsen ihres größten Trägheitsmomentes parallel zum Feld ausgerichtet sind, gilt

$$F = \frac{1}{3} \qquad (30)$$

Für sehr schwache Magnetfelder ($F \ll \frac{1}{3}$) kann man F näherungsweise berechnen. Dann gilt:

$$F = \frac{6 \cdot 3 \cdot 10^6 \cdot B^2}{a \cdot T_K^{1/2} \cdot n_H \cdot T_T} \qquad (31)$$

B ist die Magnetfeldstärke, a der mittlere Radius der Teilchen, T_T deren Temperatur, T_K die Temperatur des interstellaren Gases, n_H die Teilchendichte des Gases. Eine allgemeine Formel für F ist nicht bekannt.
Um nach (29) aus dem Verhältnis von Polarisationsgrad zu Absorption den Winkel λ bestimmen zu können, wird im folgenden angenommen, daß

$$c_{11} F = \text{konstant} \qquad (32)$$

für alle Teilchen gilt, die für die beobachtete interstellare Polarisation verantwortlich sind. Es gibt mehrere Hinweise dafür, daß diese Annahme für die meisten Messungen nicht unrealistisch ist. So ergaben bis jetzt alle Polarisationsbeobachtungen unabhängig von der beobachteten Gegend der Milchstraße einen ziemlich scharf definierten Maximalwert des Verhältnisses von p zu 3 E_{B-V}. Für die meisten Sterne gilt aber 3 $E_{B-V} = \sim A_V$. Da die größen n_H, T_T, T_K in der Milchstraße von Ort zu Ort erheblich schwanken, die Maximalwerte von p/A_V aber nicht, liegt es wegen (29), (30), und (31) nahe, anzunehmen, daß F = 1/3 = konstant ist. Wegen der geringen Unterschiede in der Wellenlängenabhängigkeit der interstellaren Polarisation und im interstellaren Verfärbungsgesetz für verschiedene Sterne wird auch c_{11} nicht stark variieren. In Gegenden wie der Oriongruppe, in denen es Hinweise für anomale Eigenschaften der interstellaren Materie gibt, kann man allerdings wenig über den Sinn der Annahme (32) aussagen.

Mit der Annahme (32) kann (29) auch geschrieben werden

$$\frac{p}{A_V} = c_{12} \sin^2 \lambda \qquad (33)$$

wo c_{12} das maximale Verhältnis von p zu A_V ist, das für $\lambda = 90^0$ erreicht wird.

(29) wurde für eine einheitliche Teilchengröße und ein homogenes Feld hergeleitet. (33) gilt offensichtlich auch für ein Gemisch von Teilchengrößen, solange nur die Verteilung der Teilchengrößen konstant bleibt. c_{12} ist dann eben ein geeigneter Mittelwert für die Komponenten. Bei einem nicht homogenen Magnetfeld gilt (33) jedoch nicht mehr. Aus der Streuung der Polarisationsrichtungen in den Polarisationskarten weiß man jedoch, daß das interstellare Magnetfeld nicht homogen ist. Man kann aber aus den Karten ablesen, daß die mittleren Polarisationsrichtungen in vielen Gebieten der Milchstraße über einige

hundert Parsec parallel sind. Es gibt aber in diesen Gebieten Abweichungen der Polarisationsrichtungen der Einzelsterne untereinander, auch wenn die Sterne nur wenige Parsec voneinander entfernt sind. Verläuft der Sehstrahl durch ein größeres Gebiet mit einheitlicher mittlerer Polarisationsrichtung (zum Beispiel in den Entfernungsgruppen I bis III im Cygnus oder im Perseus), so nimmt die Streuung der Polarisationsrichtungen mit zunehmender Entfernung und zunehmendem Polarisationsgrad ab.
Nimmt man an, daß das Licht der Sterne unpolarisiert emittiert wird, also nur interstellare Polarisation vorliegt, so führen die erwähnten Beobachtungstatsachen auf ein Modell des interstellaren Magnetfeldes, bei dem die Feldrichtungen über große Raumgebiete statistisch um eine bestimmte Vorzugsrichtung streuen. Betrachtet man nur Polarisationswerte aus einem genügend großen Magnetfeldabschnitt, dessen mittlere Feldrichtung und Staubdichte konstant ist, so kann man eine zu (33) analoge Gleichung

$$\left(\overline{\frac{p}{A_V}}\right) = c_{12}\, f(\lambda_o) \qquad (34)$$

aufstellen, in der c_{12} wieder das oben definierte maximale Verhältnis von p zu A_V ist, und λ_o der Winkel zwischen dem Sehstrahl und der mittleren Feldrichtung. Für die Feldrichtungen wird eine um die mittlere Feldrichtung als Achse rotationssymmetrische Verteilung angenommen, die genau ein Maximum bei der mittleren Feldrichtung hat oder konstant ist. Da die Feldrichtungen sicher keiner Normalverteilung gehorchen, erweist es sich als günstig, die Streuung der Feldrichtungen im Raum durch einen Winkel λ' zu charakterisieren, der folgendermaßen definiert wird: Betrachtet man die Projektionen aller Feldlinien auf eine beliebige Ebene, die die mittlere Feldrichtung enthält, so nenne ich die Winkel zwischen diesen Projektionen und der mittleren Feldrichtung λ_i. λ' ist dann der mittlere Betrag der λ_i oder

$$\lambda' = \overline{|\lambda_i|}$$

Für ein homogenes Feld gilt $\lambda' = 0^o$
Für ein völlig ungeordnetes Feld $\lambda' = 45^o = \frac{\pi}{4}$

Für $f(\lambda_o)$ scheint folgender Ansatz sinnvoll:

$$f(\lambda_o) = f_D(\lambda_o)\ \overline{\sin^2 \lambda} \qquad (35)$$

Dabei ist f_D eine Funktion, die die Depolarisation wegen sich schneidender Polarisationsrichtungen berücksichtigt. $\overline{\sin^2 \lambda}$, der Mittelwert von $\sin^2 \lambda$, kann in folgenden Formeln ausgedrückt werden:

$$\overline{\sin^2\lambda} = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi}\left\{\sin^2(\lambda_o+(\lambda-\lambda_o)) + \sin^2(\lambda_o-(\lambda-\lambda_o))\right\}\cdot\phi(\lambda-\lambda_o,\lambda_o)\,d(\lambda-\lambda_o) =$$

$$= \sin^2\lambda_o \int_0^{\pi}\cos^2(\lambda-\lambda_o)\,\phi(\lambda-\lambda_o,\lambda_o)\,d(\lambda-\lambda_o) +$$

$$+ \cos^2\lambda_o \int_0^{\pi}\sin^2(\lambda-\lambda_o)\,\phi(\lambda-\lambda_o,\lambda_o)\,d(\lambda-\lambda_o)$$

(36)

wobei ϕ eine geeignete Verteilungsfunktion ist.
Für die vorliegenden Zwecke kann (36) mit ausreichender Genauigkeit durch folgende Näherungsformel ersetzt werden:

$$\sin^2 \lambda = (\sin^2 \lambda_o \cos^2 \lambda' + \cos^2 \lambda_o \sin^2 \lambda') \qquad (37)$$

In anderer Formulierung gilt exakt (Serkowski 1962)

$$\overline{\sin^2 \lambda} = \sin^2 \lambda_o + (1-\tfrac{3}{2}\sin^2 \lambda_o)\ \overline{\sin^2 \alpha}$$

wo α die Winkel zwischen den Feldrichtungen und der mittleren Feldrichtung sind.

f_D wird auf folgende Weise approximiert: Passiert unpolarisiertes Licht zwei Wolken mit um $\Delta\theta$ verschiedenen Projektionen der mittleren Feldrichtungen und wird dabei jeweils der Polarisationsgrad $p_o/2$ erzeugt, so folgt aus den Polarisationsparametern in den einzelnen Wolken

$$p_{X_1} = \tfrac{1}{2} p_o \cos 2\theta$$

$$p_{Y_1} = \tfrac{1}{2} p_o \sin 2\theta$$

$$p_{X_2} = \tfrac{1}{2} p_o \cos 2(\theta+\Delta\theta)$$

$$p_{Y_2} = \tfrac{1}{2} p_o \sin 2(\theta+\Delta\theta)$$

wegen der Additivität der Parameter p_X und p_Y

$$p = \sqrt{(p_{X_1} + p_{X_2})^2 + (p_{Y_1} + p_{Y_2})^2}$$

$$= p_o \sqrt{\frac{1 + \cos 2\Delta\theta}{2}}$$

Nimmt man nun an, daß das Licht n Wolken mit Winkeln $\theta_i = \theta + \Delta\theta_i$ und Polarisationswirkungen p_o/n passiert, so kann man diese bei großem n in ihrer Wirkung näherungsweise durch zwei Gruppen mit $\theta + |\overline{\Delta\theta_i}|$ und $\theta - |\overline{\Delta\theta_i}|$ ersetzen. Man erhält dann

$$p = p_o \sqrt{\frac{1 + \cos 4|\overline{\Delta\theta_i}|}{2}} \qquad (38)$$

Für $\lambda_o = 90^\circ$ ist offensichtlich im Rahmen der Modellvorstellung $|\overline{\Delta\theta_i}| = \lambda'$. Für $\lambda_o \neq 90^\circ$ folgt aus der Geometrie in ausreichender Näherung

$$\Delta\theta = \text{arc tan} \frac{\tan 2\lambda'}{|\sin \lambda_o|}$$

Daraus erhält man als Näherungsformel für $f_D(\lambda_o)$

$$f_D(\lambda_o) = \sqrt{\frac{1 + \cos 2\,(\arctan \frac{\tan 2\lambda'}{\sin \lambda_o})}{2}} \qquad (39)$$

(34), (35), (37) und (39) wurden zu folgender Näherungsformel zusammengesetzt:

$$\overline{(\frac{p}{A_V})} = c_{12}\, f(\lambda_o) =$$

$$= c_{12} \sqrt{\frac{1 + \cos 2(\arctan \frac{\tan 2\lambda'}{|\sin \lambda_o|})}{2}} \quad (\sin^2 \lambda_o \cos^2 \lambda' + \cos^2 \lambda_o \sin^2 \lambda') \qquad (40)$$

Durch (37) entsteht zwar in (40) für kleine Werte von λ_o und große Werte von λ' ein merklicher relativer Fehler, der aber teilweise durch einen in umgekehrter Richtung wirkenden Näherungsfehler in (39) kompensiert wird. Außerdem spielt dieser Fehler in p/A_V für $\lambda_o \sim 0$ bzw. $\lambda' \sim 45^o$ keine Rolle, da p/A_V dann sehr klein ist. Kleine Werte von p/A_V können aber auch aus der Beobachtung nur mit hohen relativen Fehlern gewonnen werden. Der absolute Fehler von (40) ist stets klein. (40) gilt im Rahmen der gemachten Voraussetzungen exakt für $\lambda' = 0$ und für $\lambda' = 45^o$. Wenn n groß genug ist, gilt die Formel auch für $\lambda_o = 0$ und alle λ' exakt.

In Abbildung 23 wurde $f(\lambda_o)$ nach (34) und (40) für verschiedene Werte des Parameters λ' aufgetragen. $f(\lambda_o)$ ist eine gerade Funktion. Man kann daher in Abbildung 23 die Abszissenwerte λ_o auch durch $-\lambda_o$ ersetzen.

Den Verlauf dieser Funktion kann man auch durch eine einfache Analogiebetrachtung aus den Rechnungen von Davis und Greenstein gewinnen. Man denke sich die interstellaren Staubteilchen durch kleine gleichgroße und gleichdichte Staubwolken ersetzt. Jede Staubwolke besitze ein homogenes Magnetfeld in ihrem Innern. Die Feldrichtungen in den einzelnen Staubwolken sollen um eine mittlere Feldrichtung streuen, wie es die Achsen der Staubteilchen für $F < \frac{1}{3}$ tun. Mit dem von Davis und Greenstein entwickelten mathematischen Apparat erhält man dann eine zu (29) analoge Gleichung,

$$\overline{\left(\frac{p}{A_V}\right)} = c_{13}\, F_M \sin^2 \lambda_o \qquad (41)$$

wobei c_{13} eine Konstante und F_M der "Verteilungsparameter der Magnetfeldrichtungen" ist. Aus (40) und (34) und (41) folgt

$$f(\lambda_o) = \frac{c_{13}}{c_{12}} F_M(\lambda') \sin^2 \lambda_o \qquad (42)$$

$f(\lambda_o)$ ist also für einen festen Wert λ' eine $\sin^2$ Funktion multipliziert mit einer Konstanten. Man kann an Abbildung 23 ablesen, daß die gefundene Näherungsfunktion mit großer Genauigkeit diese Eigenschaft besitzt.
Um die Brauchbarkeit der gefundenen Funktion $f(\lambda_o)$ zu untersuchen, muß der Einfluß der gemachten Voraussetzungen geprüft werden. Als besonders schwerwiegend stellt sich dabei die Voraussetzung heraus, daß n groß ist. Gilt zum Beispiel n = 1, so tritt keine Depolarisation ein, und es gilt

$$f_D(\lambda_o) \equiv 1 \qquad (43)$$

$$f(\lambda_o) \equiv \overline{\sin^2 \lambda} \qquad (44)$$

Da $\sin^2\lambda$ als Funktion von λ_o eine obere Grenze für $f(\lambda_o)$ darstellt, wurde in Abbildung 24 $\overline{\sin^2\lambda}$ für verschiedene Parameterwerte $\overline{\sin^2\alpha}$ aufgetragen. In Klammern dahinter wurde jeweils der entsprechende Parameterwert λ' angegeben. Während $\lambda' = 0^o$ und $\lambda' = 45^o$ exakte Werte sind, können die anderen Werte von λ' nur näherungsweise angegeben werden, da die Verteilungsfunktion der Winkel α unbekannt ist.

Den Einfluß einer endlichen Zahl gleichartiger polarisierender Wolken kann man berücksichtigen, indem man (40) ersetzt durch

$$\left(\overline{\frac{p}{A_V}}\right) = c_{12} \cdot \left[f(\lambda_o) + \frac{1}{\sqrt{n}} \left(\overline{\sin^2\lambda} - f(\lambda_o)\right)\right] \qquad (45)$$

wobei $f(\lambda_o)$ die für große n ($n \to \infty$) hergeleitete Funktion in (40) ist. $f(\lambda_o)$ kann man aus Abbildung 23 und $\overline{\sin^2\lambda}$ aus Abbildung 24 entnehmen.

Wegen der großen systematischen Unterschiede in der Staubdichte etwa zwischen der Sonnenumgebung und der "Achse" des Spiralarms ist jedoch die Voraussetzung gleichartiger Wolken im allgemeinen sicher nicht erfüllt. Man kann ohne Schwierigkeiten Ansätze machen, die auch die variable Staubdichte berücksichtigen. Es scheint aber wenig sinnvoll, eine noch verfeinerte Formel für den Zusammenhang von $\overline{(p/A_V)}$ und λ_o anzugeben, da in eine solche Formel noch weitere Parameter eingehen müßten oder neue unsichere Voraussetzungen gemacht werden müssen. Es ist schon schwierig genug, die Größen c_{12}, λ' und n aus den Beobachtungen zu bestimmen, die möglicherweise noch von Ort zu Ort im interstellaren Raum variieren. Im Falle von Wolken oder "Magnetfeldelementen" verschiedener Polarisationswirkung verliert zwar n seine oben definierte Bedeutung. (45) wird aber näherungsweise gültig bleiben, wobei n jedoch eine neue Bedeutung bekommt. n ist dann einfach ein Parameter, der die räumliche Verteilung der Staubdichte und die Größe der

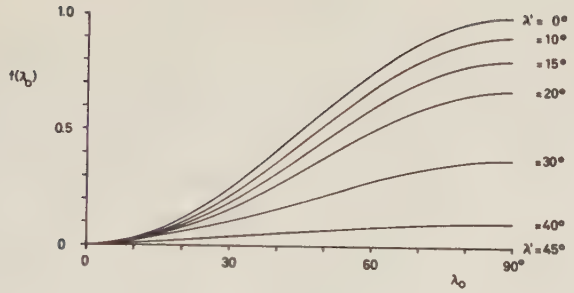


Abbildung 23: Die Funktion $f(\lambda_o)$

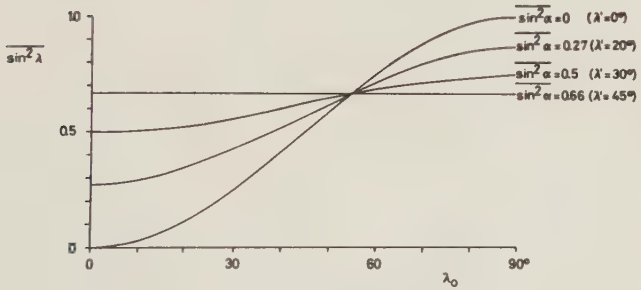


Abbildung 24: $\overline{\sin^2\lambda}$ als Funktion von λ_o

"Magnetfeldzellen" beschreibt. Man kann (45) verwenden, wenn man n aus einer Beziehung gewinnen kann, in der n die gleiche Bedeutung hat wie in (45).
Faßt man die Änderungen zusammen, die sich bei Berücksichtigung der Streuung der Feldlinien um eine mittlere Feldrichtung gegenüber einem homogenen Feld und Gleichung (33) ergeben, so erhält man folgende Unterschiede: Der Mittelwert von p/A_V wird auch bei Beobachtungen senkrecht zur mittleren Feldrichtung kleiner als der Maximalwert c_{12}. Verläuft der Sehstrahl parallel zur Feldrichtung, so verschwindet das Verhältnis von Polarisation zu Absorption nur, wenn der Parameter n genügend groß ist. Durchdringt der Sehstrahl einen Feldabschnitt mit einheitlicher mittlerer Feldrichtung und einheitlicher Streuung der Feldrichtungen, so nimmt die Streuung der Polarisationsrichtungen mit zunehmender Entfernung der Sterne beziehungsweise mit zunehmendem Polarisationsgrad ab. Der Winkel λ_o zwischen dem Sehstrahl und der mittleren Feldrichtung kann durch Umkehrung von (45) bis auf das Vorzeichen näherungsweise berechnet werden, wenn die Parameter λ' und n bekannt sind und das Magnetfeld die vorausgesetzten Eigenschaften hat. λ' und n können mindestens näherungsweise aus der Streuung der Winkel und der Änderung der Streuung mit der Entfernung der Sterne berechnet werden. Das Vorzeichen von λ_o kann man wenigstens im Prinzip dadurch gewinnen, daß man den gleichen Feldabschnitt in verschiedenen Raumrichtungen beobachtet. Hat man λ_o und Θ bestimmt und besitzt man die Koordinaten der Sterne, so kann man die Raumrichtung des Magnetfeldes relativ zum benützten Koordinatensystem ausrechnen. Dies wurde im folgenden für das Magnetfeld im Cygnus versucht.

b) Das Magnetfeld im Cygnus

Auch ohne die Größe p/A_v zu benützen, können allein aus den Polarisationsrichtungen mit Hilfe der Polarisationskarten Abbildung 6 bis Abbildung 13 und der Hystogramme in Abbildung 17 eine Reihe von Eigenschaften des Magnetfeldes im Cygnus abgeleitet werden. So erkennt man aus den Polarisationskarten, daß die Polarisationsrichtungen und damit die Magnetfeldrichtungen auch im Cygnus nicht ungeordnet sind, sondern gewisse Vorzugsrichtungen besitzen. Dies zeigt sich noch deutlicher in den Hystogrammen der Abbildung 17. Besonders einheitlich sind die Polarisationsrichtungen für Sterne näher als 200 pc, also in den Entfernungsgruppen I bis III. Wie man aus der Tabelle 7 und den Abbildungen 20 und 21 entnehmen kann, ist die Polarisation und Verfärbung für alle diese Sterne sehr klein. In Gruppe I zeigen etwa die Hälfte der Sterne Polarisationsgrade unter oder nur wenig über der Nachweisgrenze. Die Gruppe II zeigt im Mittel bereits doppelt so hohe Polarisationsgrade. Dagegen nimmt die Polarisation zwischen Gruppe II und III nur noch wenig zu. Dies läßt sich leicht erklären, wenn man annimmt, daß der Sehstrahl im Cygnusfeld eine Staubwolke geringer Dichte durchdringt, deren dichtester Teil in etwa 70 bis 100 Parsec Entfernung liegt. Diese Wolke wird auch durch den mittleren Farbexzess der Gruppen I bis III von $E_{B-V} = 0^m.04$ angedeutet. Eine Lokalisierung der Wolke mit Hilfe der Verfärbung der Einzelsterne ist jedoch wegen der im Vergleich zu Polarisationsmessungen viel geringeren Genauigkeit der Bestimmung von E_{B-V} nicht möglich. Eine weitere wichtige Tatsache kann aus Tabelle 7 und aus Abbildung 17 abgelesen werden: Die Streuung der Winkel θ nimmt von Gruppe III nach Gruppe I schnell ab. Zwar nehmen die Mittelwerte von ε_θ auch etwas ab, aber man kann leicht nachrechnen, daß der viel kleinere Beobachtungsfehler ε_θ nicht für die Änderung von σ_θ verantwortlich sein kann. Im Gegenteil, zieht

man nach der Gleichung

$$\sigma_{o\theta} = \sqrt{\sigma_o^2 - \varepsilon_\theta^2} \qquad (46)$$

die Beobachtungsfehler ab, so wird der Gang von $\sigma_{o\theta}$ mit der Entfernung noch deutlicher. Dieses Ergebnis stimmt gut mit dem angenommenen Modell für die Feinstruktur des Magnetfeldes überein. Nimmt man an, daß gilt

$$\sigma_{o\theta} \sim n^{-\frac{1}{2}}$$

wobei n der oben definierte Parameter ist, so kann man die Größenordnung von n abschätzen, indem man n als Funktion von p linear interpoliert und nach p = 0 also n = 0 = ~1 extrapoliert. Man erhält auf diese Weise für die Cygnuswolke näher als etwa 150 pc n = ~10.
Die geringe Zunahme der Polarisation bei merklicher Abnahme der Streuung der Winkel zwischen Gruppe II und III ist möglicherweise zum Teil eine Folge der Abnahme von $(\overline{p/A_v})$ nach (45) mit wachsendem n.
In Gruppe IV (200 - 400 pc) nimmt die Streuung der Polarisationsrichtungen merklich zu. Das Gleiche gilt für die Verfärbung der einzelnen Sterne. Hier trifft der Sehstrahl offenbar eine neue dichtere Staubwolke. Der Mittelwert von θ ändert sich jedoch im Bereich dieser Wolke nur wenig. In der Entfernungsgruppe V (400 - 1000 pc) steigen die mittlere Verfärbung und die mittlere Polarisation auf etwa die vierfachen Werte der Gruppe IV an. Sowohl Abbildung 10 als auch Abbildung 21 und 22 zeigen für Gruppe V deutlich die Wolkenstruktur der Verteilung des interstellaren Staubes. Während die meisten Sterne in dieser Gruppe Polarisationsgrade und Farbexzesse besitzen, die nur wenig über denen der Entfernungsgruppe IV liegen, sind einige Sterne sehr stark verfärbt und polarisiert. Die Südwestecke des Feldes zeigt eine recht gute Ausrichtung der Polarisationsrichtungen. Im Nordostteil des Feldes

sind nur wenige Sterne eingezeichnet. Zwei davon bei $l \approx 85^{\circ}$ sind stark polarisiert und weichen erheblich von der mittleren Polarisationsrichtung ab. Eine detaillierte Untersuchung dieses Gebietes wurde von Tripp (1956) mit Hilfe von photographischen Polarisationsmessungen durchgeführt. Behr und Tripp (1956) fanden, daß die Polarisationsrichtungen in diesem Gebiet entlang den dichten dunklen Filamenten verlaufen, die den Nordamerikanebel und den Pelikannebel trennen. In Abbildung 10 wurde nur ein Stern aus diesem Gebiet (Standardstern HD 198931 im "Schnabel" des Pelikannebels) eingezeichnet, der gerade etwa die mittlere Polarisationsrichtung dieser Sterne besitzt.

Die Gruppe VI (1000 - 2000 pc) enthält mehrere O-Assoziationen und viele Sterne mit extrem großen Farbexzessen und Polarisationsgraden. Aus dem Verlauf der Verfärbung als Funktion der Entfernung kann man schließen, daß besonders dichte Staubwolken in Entfernungen von etwa 1000 pc und 1500 pc liegen müssen. Aber auch in diesen Entfernungen gibt es, wie man aus Abbildung 20 entnehmen kann, noch fast unverfärbte Sterne, die man offenbar durch interstellare "Wolkenlücken" sieht. Während Abbildung 11 auf den ersten Blick eine völlige Unordnung der Polarisationsrichtungen zu zeigen scheint, erkennt man in Abbildung 17 zwei deutliche Maxima der Polarisationsrichtungen in der Entfernungsgruppe VI. Aus der Polarisationskarte Abbildung 11 erkennt man, daß die beiden Vorzugsrichtungen der Polarisation nicht in verschiedenen Gebieten an der Sphäre auftreten, sondern sich teilweise aufeinander projizieren. Daher liegt es nahe, die Beobachtungen durch zwei Wolken mit verschiedenen mittleren Magnetfeldrichtungen und verschiedenen Entfernungen zu erklären. Um diese Annahme zu prüfen, wurden die Sterne nach Winkeln sortiert und dann die mittleren Entfernungen für die Sterne mit θ nahe 50° und für die Sterne mit θ nahe 180° ausgerechnet. Das Ergebnis war eine mittlere Entfernung von 1500 ± 100 pc un-

abhängig vom Winkel. Dies braucht allerdings nicht gegen zwei hintereinander liegende Wolken zu sprechen, wenn man annimmt, daß beide Wolken nicht gleichförmig sind, sondern selbst wieder Wolkenstruktur zeigen, und sich außerdem die meisten Sterne hinter beiden Wolken befinden. Da die Entfernung groß und die scheinbaren Helligkeiten der Sterne klein sind, wird man hauptsächlich Sterne beobachten, die wenigstens in einer Wolkenlücke der einen Staubwolke stehen und dann von der jeweils anderen Staubwolke polarisiert werden. Auf den Aufnahmen des Palomar Sky Survey kann man südlich des Nordamerikanebels ein Gebiet mit einer derartigen Wolkenstruktur direkt beobachten. Vor dem Hintergrund eines H II Gebietes gibt es dort dunkle Filamente in verschiedenen Entfernungen, deren Richtungen sich nahezu rechtwinklig kreuzen.

Da eines der Maxima der Verteilung der Polarisationsrichtungen in Gruppe VI ($\theta \sim 50^{\circ}$) dicht beim Maximum der Entfernungsgruppe V liegt, und das andere Maximum dicht bei einem Maximum der Gruppe VII ($\theta \sim 180^{\circ}$), liegt es nahe, anzunehmen, daß die Wolke mit der mittleren Polarisationsrichtung 50° näher liegt als die Wolke mit 180°.

Ein besonderes Problem innerhalb der Entfernungsgruppe VI stellt die Assoziation VI Cygni, etwa in der Mitte der Polarisationskarte 11, dar. Die Mitglieder dieser Sterngruppe besitzen die größten Verfärbungen und Polarisationsgrade. Die Polarisationsrichtungen der einzelnen Sterne weichen beträchtlich voneinander ab. Alle in die Karte eingetragenen Beobachtungen der Assoziation VI Cygni wurden von Hiltner übernommen. Hiltner (1954) erklärte die Streuung der Polarisationsrichtungen mit einem sehr unregelmäßigen Magnetfeld in der die hohe Polarisation erzeugenden Staubwolke. Man nimmt an, daß diese Staubwolke mit der Assoziation selbst zusammenhängt.

Abgesehen davon, daß es schwierig ist, sich vorzustellen, daß ein stark unregelmäßiges Feld eine so hohe Polarisation liefert, gibt es eine Tatsache, die darauf zu deuten

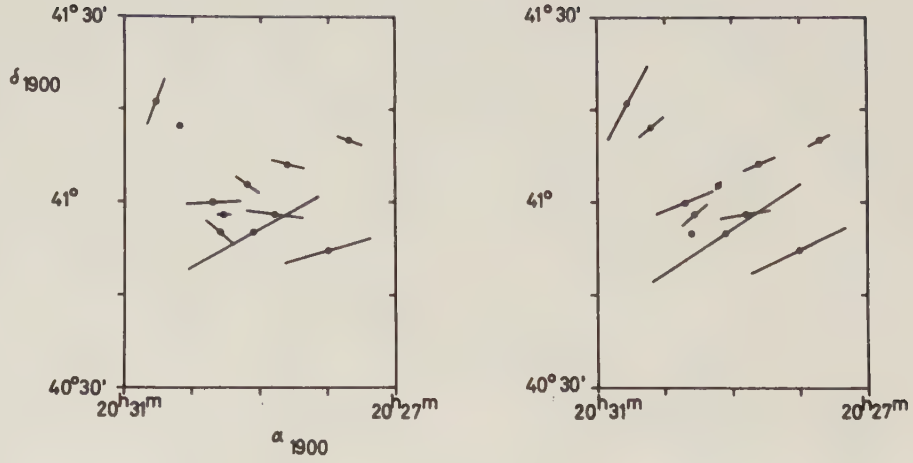


Abbildung 25: Die Polarisation in der Assoziatio VI Cygni
Links vor, rechts nach der versuchten Subtraktion der Vordergrundpolarisation

scheint, daß die Unterschiede in den Polarisationsrichtungen auf die Überlagerung der Wirkung zweier oder mehrerer Staubwolken mit verschiedenen mittleren Feldrichtungen zurückzuführen ist. Dies ist eine Korrelation zwischen den Polarisationsrichtungen und den Polarisationsgraden, die sowohl bei Hiltners Beobachtungen als auch bei Serkowskis Messungen (Serkowski 1965) zu finden ist. Während die Polarisationsrichtungen für kleine Polarisationsgrade nahe dem Hauptmaximum der Winkelverteilung der Entfernungsgruppe VI ($\theta \sim 50^{\circ}$) liegen, findet man bei den am stärksten polarisierten Sternen Winkel nahe $\theta = 120^{\circ}$. Die Zunahme von θ mit wachsendem Polarisationsgrad (für $\theta < 120^{\circ}$) kann man deutlich in Abbildung 11 erkennen. Es wurde daher versucht, die Polarisation der Sterne in der Assoziation VI Cygni durch die Überlagerung der Wirkungen eines Vordergrundmagnetfeldes mit $\theta \sim 50^{\circ}$ und eines Hintergrundfeldes am Ort der Assoziation mit $\theta \sim 120^{\circ}$ zu erklären. Es wurde dabei angenommen, daß die Polarisationswirkung des Vordergrundfeldes für alle Sterne der Assoziation etwa gleich ist und die Unterschiede in der Polarisation der einzelnen Sterne nur auf ihre verschiedene Lage in der Hintergrundwolke zurückzuführen ist. Versuchsweise wurde die Polarisation des Sternes 9 VI Cygni als die Vordergrundpolarisation angenommen, da dieser Stern unter Hiltners Messungen den kleinsten Wert für θ besitzt und seine Polarisationsrichtung mit den anderen Sternen der Entfernungsgruppe VI in seiner Umgebung am besten übereinstimmt. Seine Polarisation ($p = 0\overset{m}{.}056$, $\theta = 51^{\circ}$ beziehungsweise $p_x = -0\overset{m}{.}012$, $p_y = +0\overset{m}{.}055$) wurde mit Hilfe der additiven Parameter p_x und p_y bei allen Sternen der Assoziation in Hiltners Katalog abgezogen. In Abbildung 25 wurden diese Sterne vor und nach der versuchten Korrektion in Polarisationskarten eingetragen. Der viel höhere Ausrichtungsgrad der Polarisationsrichtungen in der rechten Karte spricht für die Annahme zweier polarisierender Wolken mit geordnetem Magnetfeld.

Gegen diese Erklärung spricht allerdings die Tatsache, daß 9VI Cyg der Stern mit dem zweitgrößten Farbexzess unter allen eingezeichneten Sternen ist. Sein Licht wird also, falls die gemachten Annahmen richtig sind, sicher auch in der Assoziation beziehungsweise in der dort befindlichen Staubwolke verfärbt. Andererseits ist 9VI Cygni der heißeste Stern der ganzen Assoziation, der bis jetzt gefunden wurde. Er besitzt den Spektraltyp O 5 f. Vielleicht gelten für diesen Stern ähnliche Verhältnisse wie für den heißesten Stern der Orionassoziation (HD 37022 = θ^1 C Ori), der wie die übrigen Trapezsterne auch nur geringe Polarisation trotz relativ großer Verfärbung zeigt, während sich kühlere Sterne in seiner Umgebung normal verhalten. Falls der Staub in der Umgebung von 9VI Cyg ebenso wie bei HD 37022 zwar eine beträchtliche Verfärbung aber keine Polarisation bewirkte, wäre es leicht verständlich, daß 9VI Cyg nur die Vordergrundpolarisation zeigt.

Für die übrigen Sterne der Assoziation ist die Verfärbung auch ohne zusätzliche Voraussetzungen mit der gemachten Annahme zweier polarisierender Wolken verträglich. Zieht man - obwohl dies nur eine rohe Abschätzung sein kann - die mittlere Verfärbung der Entfernungsgruppe VI (E_{B-V} = $1^m.00$) von den einzelnen Verfärbungswerten der Sterne der Assoziation ab, und trägt man gegen die so gewonnenen Werte die korrigierte Polarisation auf, so erhält man Abbildung 27. 9VI Cygni wurde allerdings als Sonderfall weggelassen. Abbildung 26 gibt zum Vergleich das Diagramm der unkorrigierten Polarisationsgrade und Verfärbungswerte. Abbildung 27 zeigt ein gewisses Maß von Korrelation zwischen Polarisationsgrad und Verfärbung, wie es aus Gegenden mit geordnetem Magnetfeld bekannt ist. Die Abbildungen 25 bis 27 können sicher nicht als Beweise für die gemachten Annahmen gelten. Die hier durchgeführte Untersuchung läßt es jedoch als wahrscheinlicher erscheinen, daß die Streuung der Polarisationsrichtungen der Sterne der

Assoziation VI Cygni auf das Wirken zweier Wolken mit geordnetem Magnetfeld zurückzuführen ist, als auf ein stark unregelmäßiges Feld.
Für die meisten Sterne in der Entfernungsgruppe VII ist es schwierig, festzustellen, in welcher Entfernung ihr Licht polarisiert wird. Eine eindeutige Aussage ist nur in der Südwestecke der Polarisationskarte möglich, da dort die entfernten Sterne der Gruppe VII durch ein Gebiet besonders niedriger Absorption in der staubreichen Entfernungsgruppe VI gesehen werden. Auch hier besitzen die Polarisationsrichtungen eine recht geringe Streuung um eine mittlere Richtung von $\theta = 133^{\circ}$. Bei diesem Wert besitzt auch die Verteilung der Polarisationsrichtungen in Abbildung 17 ein Maximum. Der verhältnismäßig flache Verlauf der Verteilung der Polarisationsrichtungen in der Entfernungsgruppe VII erklärt sich leicht aus den Beiträgen der verschiedenen Staubschichten und Magnetfeldrichtungen zwischen der Sonne und den diesen entfernten Sternen.
Aus den Beobachtungen in Entfernungsgruppe VIII (> 4000 pc) sind keine Aussagen mehr über den Verlauf des Magnetfeldes möglich, da es kaum Hinweise darauf gibt, in welcher Entfernung die Polarisation dieser Sterne entsteht. In dieser Entfernung werden nur noch Sterne mit relativ geringer Verfärbung und Polarisation beobachtet, da stark verfärbte Sterne zu lichtschwach sind. Es kann dann nicht mehr mit Sicherheit festgestellt werden, ob die Polarisation in großer Entfernung oder in Sonnenumgebung entsteht. Da die Entfernungsgruppen VI und VII sehr viel mehr Sterne enthalten als Entfernungsgruppe VIII, scheint es außerdem möglich, daß ein merklicher Teil der Sterne in der letzten Entfernungsgruppe auf Grund von Klassifikationsfehlern zu dieser Gruppe gerechnet wurde und eigentlich zu VI oder VII gehörte. Wegen der Verteilung der Polarisationsrichtungen in Abbildung 17 scheint es wahrscheinlich, daß die Polarisation dieser Sterne in Entfernungen unter 1500 pc entsteht, da die Winkel alle auf Maxima in den Verteilungen der Vordergrundgruppen fallen.

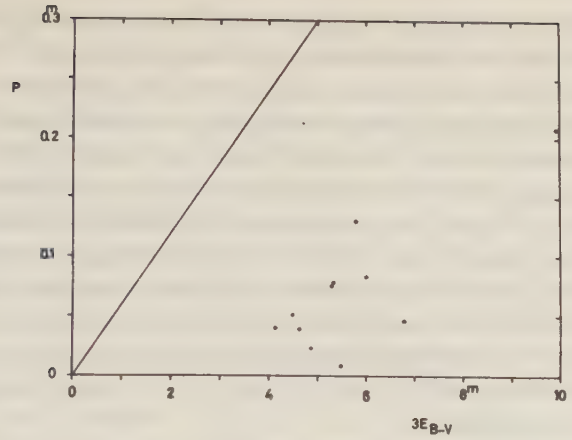


Abbildung 26: Zusammenhang zwischen Polarisation und Verfärbung bei der Assoziation VI Cygni

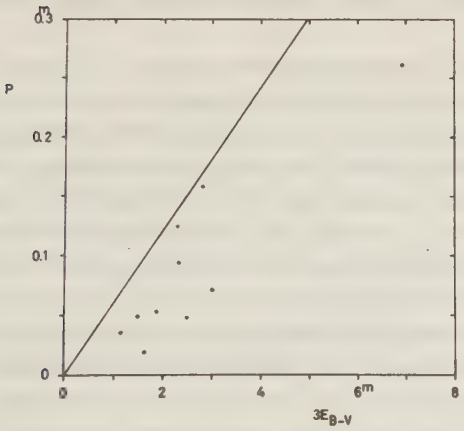


Abbildung 27: Zusammenhang zwischen Polarisation und Verfärbung bei der Assoziation VI Cygni nach dem Versuch einer Subtraktion der Vordergrundpolarisation und Vordergrundverfärbung.

Faßt man die Ergebnisse zusammen, die sich allein aus der Analyse der Polarisationsrichtungen ergeben, so scheint das wichtigste Ergebnis, daß das Magnetfeld in allen Entfernungen ausgerichtet zu sein scheint und um eine mittlere Feldrichtung streut. Diese mittlere Feldrichtung hängt von der Entfernung ab. Sie unterscheidet sich jedoch in allen Entfernungsgruppen merklich von der Richtung des Sehstrahls, also auch von der angenommenen Richtung des lokalen Spiralarms. Dies folgt aus den Hystogrammen der Winkelverteilungen. Wäre die mittlere Feldrichtung nämlich parallel zum Sehstrahl, so müßten in den einzelnen Hystogrammen in Abbildung 17 die Winkel gleichmäßig verteilt sein.

Mindestens für das Magnetfeld in Entfernungen kleiner als 1000 pc folgt aus den Polarisationsrichtungen: Besitzt das Magnetfeld einen Fluchtpunkt, so muß dieser weit außerhalb des beobachteten Cygnusfeldes liegen, da aus den Polarisationskarten keine Anzeichen einer Konvergenz der Polarisationsrichtungen zu einem Fluchtpunkt gefunden werden konnten.

Da die mittleren Polarisationsrichtungen in den Polarisationskarten und den Hystogrammen der Winkelverteilungen systematisch von Parallelen zum galaktischen Äquator abweichen, folgt aus einer Analyse der Polarisationsrichtungen auch, daß die mittleren Magnetfeldrichtungen im allgemeinen nicht parallel zur galaktischen Ebene verlaufen. Nur in etwa 1000 bis 1400 pc Entfernung liegen die mittleren Feldrichtungen ungefähr in der galaktischen Ebene. In der gleichen Entfernung ist auch die größte Konzentration an dichten Staubwolken zu finden. Nimmt man aus diesem Grunde an, daß der Sehstrahl im Cygnusfeld in dieser Entfernung die Achse des Spiralarms erreicht, so bedeutet dies, daß die mittlere Magnetfeldrichtung in der Achse des Spiralarms in der galaktischen Ebene verläuft. Dies stimmt gut mit Hiltners Beobachtungen in anderen Gegenden der Milchstraße überein. Die Hystogramme in Abbildung

17, Tabelle 7 und die Polarisationskarten zeigen, daß die Abweichungen der mittleren Polarisationsrichtungen von Parallelen zum galaktischen Äquator von Entfernungsgruppe VI aus zunehmen, je mehr man sich der Sonne nähert. Diese Abweichungen kann man für die Sonnenumgebung auch in anderen Himmelsgegenden aus Behrs Polarisationsbeobachtungen entnehmen (Behr 1959).

Bis jetzt wurden nur die Polarisationsrichtungen, also die Projektionen der Magnetfeldrichtungen an die Sphäre betrachtet. Um die Raumrichtungen des Magnetfeldes im Cygnus zu untersuchen, müssen zusätzlich die Winkel λ_o zwischen dem Sehstrahl und den mittleren Feldrichtungen ermittelt werden. $|\lambda_o|$ kann durch Umkehrung von (45) aus den Werten von p/A_v bestimmt werden, wenn c_{12}, n und λ' bekannt sind. Für c_{12} wurde der heute allgemein verwendete Wert

$$c_{12} = 0.065$$

angenommen. Für n wurde angenommen, daß $n \gg 1$, und somit (45) durch (40) ersetzt werden konnte. Der Fehler, der dadurch eventuell entstehen konnte, wird noch geprüft werden. λ' wurde nach zwei Methoden bestimmt. Hiltner (1956) fand bei seinen Polarisationsbeobachtungen das Maximum des mittleren Verhältnisses $(\overline{p/A_v})$ und das Minimum der Streuung der Polarisationsrichtungen in einem Feld im Perseus bei $127^o < l < 135^o$. Hiltner schloß daraus, daß in diesem Gebiet der Sehstrahl senkrecht zum Magnetfeld verläuft, also $\lambda_o = \sim 90^o$ ist. Beobachtungen der polarisierten galaktischen Radiostrahlung (Westerhout 1964) bekräftigten Hiltners Annahme inzwischen. Hiltner fand in diesem Gebiet einen mittleren Wert für p/A_v von 0.045. Setzt man diesen Wert für $\lambda_o = 90^o$ in (40) ein, so erhält man $\lambda' = 20^o$.

Bei der zweiten Methode wurde $\sigma_{o\theta}$ als empirische Funktion von p für die Entfernungsgruppen I bis III linear interpoliert und nach $p = 0$ also $n = 0 = \sim 1$ extrapoliert. Nennt man den so erhaltenen Wert σ_E, so gilt in grober aber

hier ausreichender Näherung für den in Frage kommenden Bereich von λ_o

$$\lambda' = \arctan\left(|\sin\lambda_o|\,\tan\sigma_\varepsilon\sqrt{\tfrac{2}{\pi}}\right) \qquad (48)$$

Bei bekanntem $\overline{(p/A_v)}$ bilden (48) und (40) zwei Gleichungen für die beiden Unbekannten λ' und λ_o. $|\lambda_o|$ und λ' lassen sich daraus näherungsweise berechnen. Auf diese Weise ergaben sich etwa die Werte $|\lambda_o| = 52^o$, $\lambda' = 23^o$. Der oben gefundene Wert $\lambda' = 20^o$ ergibt $|\lambda_o| = 51^o$. In Anbetracht der recht groben Näherungen bei der zweiten Methode ist die Übereinstimmung sehr gut. Da bei den von Hiltner im Perseus beobachteten Sternen der wesentliche Teil der Polarisation in dichten Staubwolken nahe der Achse des lokalen Spiralarms entsteht, die Polarisation in den Entfernungsgruppen I bis III des Cygnusfeldes aber in einer dünnen Staubwolke der Sonnenumgebung, scheint wegen der Übereinstimmung der gefundenen Werte für λ' auch die Annahme gerechtfertigt, daß sich λ' von Ort zu Ort nicht drastisch ändert.

Für die Rechnung wurde der Wert $\lambda' = 20^o$ benützt, da die erste Methode für die Bestimmung von λ' zuverlässiger erscheint. Die Größenordnung dieses Wertes stimmt auch gut mit früheren Abschätzungen der mittleren Abweichungen der Magnetfeldrichtungen von der mittleren Feldrichtung überein (Johnson 1957, Serkowski 1958). Für die weitere Auswertung wurden die Polarisationsmessungen im Cygnus in Gruppen mit gleichen mittleren Polarisationsrichtungen und daher gleichen mittleren Feldrichtungen in der polarisierenden Materie eingeteilt. So wurden zum Beispiel die Messungen der ersten drei Entfernungsgruppen zu einer Magnetfeldgruppe zusammengelegt. Kompliziertere Schichten, wie die Entfernungsgruppen V und VI wurden in kleinere Gruppen unterteilt. Für jede Gruppe wurde aus dem mittleren Verhältnis $\overline{(p/A_v)}$ nach (40) der Winkel $|\lambda_o|$ bestimmt. Wo notwendig wurde vorher die Polarisation der jeweils davor liegenden Schicht

abgezogen. In allen diesen Fällen handelte es sich nur um kleine Korrekturen, da die Staubdichte und daher die Polarisationswirkung in den berücksichtigten Schichten mit zunehmender Entfernung zunimmt. Schichten mit Entfernungen der polarisierenden Materie von mehr als etwa 1700 pc wurden weggelassen, da hier die Unterscheidung von Vordergrund- und Hintergrundpolarisation zu schwierig wird. Das Vorzeichen von λ_o wurde für die Sonnenumgebung aus Polarisationsdaten von Sternen nahe am galaktischen Nordpol (Behr 1959) bestimmt. Da sich die mittleren Winkel θ und die mittleren Werte von p/A_V mit der Entfernung nur wenig und stetig ändern, und überall $\lambda_o \neq 0$ gilt, wurde angenommen, daß sich das Vorzeichen von λ_o im ganzen Gebiet nicht ändert.
Aus den Mittelwerten von θ und aus λ_o wurden für jede Magnetfeldgruppe l_F, der Winkel zwischen der Projektion der mittleren Feldrichtung und auf die galaktische Ebene und der Richtung $l = 0^o$, sowie b_F, der Winkel zwischen der mittleren Feldrichtung und der galaktischen Ebene (gemessen in einer Ebene senkrecht zur galaktischen Ebene) berechnet. Für diese Winkel gilt

$$\tan l_F = \sin \theta' \tan \lambda_o \qquad (49)$$

$$\sin b_F = \cos \theta' \sin \lambda_o \qquad (50)$$

wobei θ' der Positionswinkel der Hauptschwingungsrichtung des polarisierten Lichtes im galaktischen Koordinatensystem ist und leicht aus θ berechnet werden kann.
Das Ergebnis für das Magnetfeld in einem Abstand von der galaktischen Ebene kleiner als 50 pc ist in Abbildung 28 eingetragen. Die Pfeile geben die Projektionen der mittleren Feldrichtungen auf die galaktische Ebene an. Die Pfeilspitzen wurden nur zur Orientierung eingezeichnet und haben nichts mit dem Vorzeichen des Magnetfeldes zu tun. Dieses Vorzeichen kann aus optischen Polarisationsmessungen

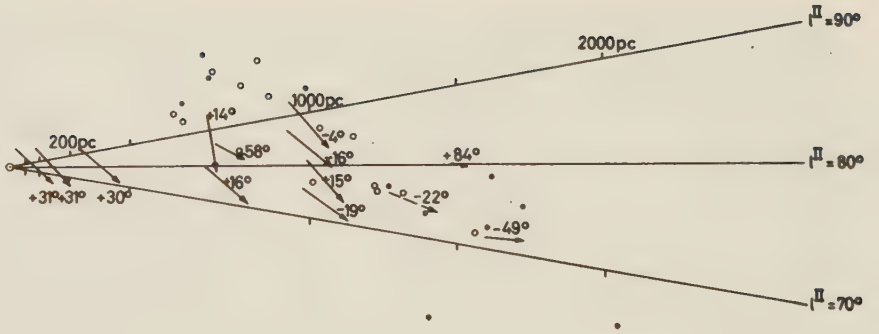


Abbildung 28: Das Magnetfeld im Cygnus nahe der galaktischen Ebene. Der Ort der Sonne ist durch das Symbol ⊙ angegeben. Die Pfeile sind die Projektionen der mittleren Feldrichtungen auf die galaktische Ebene. Die Länge der Pfeile ist proportional cos b_F. Die Zahlen neben den Pfeilen sind die Winkel b_F zwischen den Feldrichtungen und der galaktischen Ebene, Die schwachen offenen Kreise stellen H II Gebiete und die ausgefüllten Kreise junge Sternhaufen und Assoziationen dar.

grundsätzlich nicht abgeleitet werden. Die Winkelangaben neben den Pfeilen sind die entsprechenden Werte für b_F. Das Vorzeichen von b_F wurde positiv gewählt, wenn das Feld bei Verlauf in Pfeilrichtung eine Komponente besitzt, die zum galaktischen Nordpol zeigt. Weniger sichere Pfeile wurden gestrichelt gezeichnet. In Abbildung 28 wurden zusätzlich offene Haufen und Assoziationen mit Mitgliedern vom Spektraltyp B2 und früher als ausgefüllte Kreise und HII Gebiete als schwache offene Kreise eingezeichnet. Die Koordinaten hierfür wurden den Katalogen von Becker (1963) und Becker und Fenkart (1963) entnommen. Nach Becker liegen diese sehr jungen Objekte nahe der Achse des lokalen Spiralarms.

Abbildung 28 liefert das überraschende Ergebnis, daß sich die Projektionen der mittleren Feldrichtungen auf die galaktische Ebene im Cygnus für Entfernungen bis etwa 1100 pc nur wenig ändern. Eine Ausnahme bildet ein Gebiet bei $l = 85^\circ$, $b = 0^\circ$, in etwa 600 bis 700 pc Entfernung, also in der Umgebung des Nordamerikanebels. Dies ist das von Behr und Tripp näher untersuchte Gebiet. Für die übrigen Gruppen mit Entfernungen kleiner als 1100 pc ergab sich eine Streuung des Winkels l_F von weniger als 5°. In Sonnenumgebung verlaufen die Feldlinien im Mittel merklich gegen die galaktische Ebene geneigt. Diese Neigung wird mit zunehmender Entfernung kleiner und bei 1100 pc Entfernung verlaufen die Feldlinien im Mittel genau in der galaktischen Ebene. Für größere Entfernungen treten wieder größere Winkel b_F auf. Außerdem ändert sich auch l_F systematisch. Ehe die Ergebnisse von Abbildung 28 in quantitativer Form interpretiert werden können, muß geprüft werden, inwieweit die Näherungen in den Rechnungen und die unsicheren Voraussetzungen die gewonnenen Informationen über das galaktische Magnetfeld beeinflußt haben können. Man kann abschätzen, daß die Fehler, die durch die Näherungen bei der Herleitung der Formeln (40) und (45) entstanden sind, klein sind gegen die Unsicherheiten bei der

Bestimmung von λ' und n. Nimmt man zunächst an, daß λ' aus den Messungen im Perseus falsch bestimmt wurde, so können dafür zwei Gründe vorliegen: Es könnte erstens auch im Perseus $\lambda_o \neq 90^o$ sein. Zweitens könnte im Perseus eine zusätzliche Depolarisation durch systematische Änderungen in den Feldrichtungen eintreten. Beide Effekte erniedrigen den Wert für $\overline{(p/A_v)}$. liefern also einen zu großen Wert für λ'. λ' kann also, falls es falsch bestimmt wurde, höchstens kleiner als 20^o sein. Vorausgesetzt ist hier natürlich wieder, daß sich die Feinstruktur des Feldes im Perseus und im Cygnus nicht wesentlich unterscheidet. Zur Fehlerabschätzung wurde daher λ' gleich seinem (sicher zu kleinen) Minimalwert $\lambda' = 0^o$ gesetzt und die gleichen Rechnungen wie für $\lambda' = 20^o$ durchgeführt Die Komponenten der Raumrichtungen änderten sich dabei um weniger als 10^o. Für $\lambda' = 0^o$ wird die Rechnung unabhängig von n. Ein falsches n erzeugt also auch keinen Fehler. Für den Maximalwert $\lambda' = 20^o$ wird das Ergebnis allerdings merklich falsch, wenn n nur etwa 1 ist, wie man aus einem Vergleich der Abbildungen 23 und 24 ablesen kann. Nimmt man jedoch an, daß in dem zur Sonne am nächsten gelegenen Feldabschnitt in den Entfernungsgruppen I bis III $n = 1$ eine gute Näherung ist, so muß man die Abnahme der Streuung der Polarisationsrichtungen in diesen Gruppen als einen Zufall erklären. Dann aber muß man in Gleichung (48) σ_ε durch die korrigierte Streuung aller Winkel Θ in den Gruppen I bis III um ihren gemeinsamen Mittelwert ersetzen. Auf diese Weise erhält man aber einen so geringen Wert von λ', daß $\lambda' = 0^o$ eine gute Näherung ist. Abgesehen davon scheint es reichlich unwahrscheinlich, daß die Abnahme der Streuung der Polarisationsrichtungen in den Vordergrundgruppen durch einen Zufall vorgetäuscht ist.
Für $\lambda' = 20^o$ erhält man für das Magnetfeld im Cygnus zwischen der Sonne und etwa 1100 pc Entfernung den Winkel

$$l_F = 38^o$$

Für $\lambda' = 0$ ergibt sich

$$l_F = 47^\circ$$

Der tatsächliche Wert für l_F dürfte aus den genannten Gründen zwischen diesen beiden Werten liegen. Nimmt man mit Hiltner an, daß im Perseus bei $l = 135^\circ$ der Sehstrahl senkrecht zum Magnetfeld verläuft, und nimmt man weiter an, daß sich das im Perseus bobachtete Magnetfeld ohne Änderung seiner Raumrichtung in den Cygnus fortsetzt, so folgt daraus

$$l_F = 45^\circ$$

Die Tatsache, daß dieser Wert gerade in das oben bestimmte Intervall für l_F fällt, scheint die großräumige Struktur des galaktischen Magnetfeldes zu bestätigen.
Nimmt man an, daß die Abweichung des galaktischen Magnetfeldes von der galaktischen Ebene in der Sonnenumgebung keine zufällige Deformation des Feldes ist, sondern aus einer schraubenförmigen Verwindung des Magnetfeldes folgt, so ergibt sich aus Abbildung 28 folgende Struktur des Feldes: In einem zur Feldrichtung senkrechten Abstand von ungefähr 500 pc von der Sonne verläuft das galaktische Magnetfeld zwischen dem Perseus und dem Cygnus als ein Parallelfeld in der galaktischen Ebene. Es besitzt eine Richtung zwischen $l_F = 38^\circ$ und $l_F = 47^\circ$. Mit zunehmendem Abstand von dieser Achse des Feldes zeigen die Feldlinien eine leichte schraubenförmige Verwindung in Form einer abgeplatteten Linksschraube. Der Gangwinkel der Schraube (Winkel zwischen einer Tangente an die Schraubenlinie und der Richtung der Achse) am Ort der Sonne beträgt dann etwa 30°. Er ist in erster Näherung proportional zum Abstand von der Achse. Es muß allerdings betont werden, daß sich aus den Beobachtungen keine zwingenden Gründe für die Annahme einer schraubenförmigen Verwindung des Feldes ergeben. Das Bruchstück einer Windung der Schraube, das man aus den hier wiedergegebenen Beobachtungen und Behrs Beobachtungen (Behr 1959) rekonstruieren kann, könnte auch

durch eine zufällige Deformation des Feldes vorgetäuscht sein. Über das Vorzeichen des Magnetfeldes können, wie schon erwähnt, aus den optischen Polarisationsbeobachtungen keine Aussagen gemacht werden. Falls das Vorzeichen einheitlich ist, kann es im Prinzip aus Beobachtungen des interstellaren Faradayeffektes der Radiostrahlung gewonnen werden. In der vorliegenden Untersuchung im Cygnus wurden nur Sterne nahe der galaktischen Ebene beobachtet. Gerade dort ist aber die Interpretation des galaktischen Faradayeffektes sehr schwierig, da meist extragalaktische Radioquellen für diese Untersuchungen benützt wurden, deren Strahlung dann in der galaktischen Ebene gewöhnlich mehrere Spiralarme durchdringt. Außerdem gibt es in der untersuchten Gegend nur eine Radioquelle, von der bis jetzt entsprechende Messungen vorliegen. Nimmt man an, daß der Faradayeffekt für diese Radioquelle (3C 410; $l = 70^{\circ}$, $b = -4^{\circ}$) (Morris und Berge 1964) im gleichen Feld erzeugt wird wie die optische Polarisation, so wird das Vorzeichen des Magnetfeldes in Abbildung 28 gerade durch die Pfeile wiedergegeben.

Der hier gefundene Verlauf des Magnetfeldes stimmt im übrigen gut mit den radioastronomischen Beobachtungsergebnissen überein. Die aus der Intensität der polarisierten galaktischen Radiostrahlung ermittelte Magnetfeldrichtung stimmt bei den Beobachtungen der holländischen Radioastronomen (Westerhout 1964) praktisch mit den hier ermittelten Werten von l_P überein. Die gleichartigen Beobachtungen von Mathewson und Milne (1964) ergeben eine Abweichung von etwa 15°, was in Anbetracht der Unsicherheiten bei beiden Methoden unwesentlich erscheint.

Während manche der in der Literatur diskutierten Modelle für ein galaktisches Magnetfeld offensichtlich nicht mit den Beobachtungen im Cygnus vereinbar sind, scheint das kürzlich von Hornby (1966) angegebene Modell bei oberflächlicher Betrachtung zu Abbildung 28 zu passen. Nach Hornby sind die Feldlinien Schraubenlinien mit so geringer

Ganghöhe, daß die einzelnen Windungen durch Ellipsen angenähert werden können. Hornby nimmt an, daß die optische Polarisation hauptsächlich oberhalb und unterhalb der galaktischen Ebene erzeugt wird, wo das Magnetfeld etwa parallel zu den großen Halbachsen der Ellipsen verläuft. Da Hornby für die Richtung der großen Halbachsen aus Radiobeobachtungen etwa $l = 50^{\circ}$ erhält, könnte es auf den ersten Blick erscheinen, daß Hornbys Modell mit Abbildung 28 übereinstimmt, wenn man nur annimmt, daß die Sonne nicht in der galaktischen Ebene liegt. Andererseits muß Hornby jedoch annehmen, daß sich die Sonne nahe an der galaktischen Ebene befindet, um die Hauptstütze seines Modells, die Beobachtung der galaktischen Faradayrotation in mittleren und hohen galaktischen Breiten, mit seinem Modell erklären zu können. Das Cygnusgebiet müßte daher die galaktische Ebene mindestens enthalten. Bekanntlich ist die Staubdichte in der galaktischen Ebene am größten. Nach Hornby ist dort dennoch die interstellare Polarisation verschwindend klein, da das Magnetfeld zu schwach ist, die Staubteilchen auszurichten. Eine hohe Staubdichte und keine Polarisation sollte jedoch für die galaktische Ebene ein Verhältnis $p/A_V = 0$ ergeben. Die Beobachtungen zeigen eindeutig, daß dies im Cygnus nicht der Fall ist. Auch in anderen Gebieten widersprechen die Beobachtungen Hornbys Hypothese. Hornbys Annahmen sind daher sicher falsch. Trotzdem scheint es nicht ganz ausgeschlossen, daß man unter anderen zusätzlichen Annahmen ein Magnetfeldmodell ähnlich dem Hornbys mit den Beobachtungen vereinbaren kann. Der oben vorgeschlagene Verlauf des galaktischen Magnetfeldes im lokalen Spiralarm scheint jedoch wesentlich wahrscheinlicher als Hornbys Modell und ist ohne zusätzliche Annahmen mit allen Beobachtungen vereinbar.

c) Das Magnetfeld im Orion

Man kann erwarten, daß man das aus Beobachtungen im Cygnus und Perseus abgeleitete interstellare Magnetfeld auch im Orion wiederfindet. Aus den im Cygnusfeld gefundenen Werten für l_F und b_F ergibt sich dann, daß der Sehstrahl im beobachteten Orionfeld im Mittel um weniger als 20° von der mittleren Magnetfeldrichtung abweicht. Dies sollte eine geringe Polarisation, kleine Werte für p/A_V und eine flache Verteilung der Polarisationsrichtungen zur Folge haben. Für die gefundenen Werte von l_F sollte sich ein schwach ausgeprägtes Maximum der Winkelverteilung zwischen $\theta = 170^\circ$ und $\theta = 180^\circ = 0^\circ$ ergeben.
Wie man aus Abbildung 14 und Abbildung 18 ablesen kann, stimmen die Ergebnisse für die Vordergrundsterne im Orion gut mit der Annahme überein, daß sich das im Cygnus für die Sonnenumgebung bestimmte Magnetfeld über die Sonne hinaus in den Orion fortsetzt. Abbildung 14 zeigt, daß die Polarisationsgrade der meisten Sterne sehr klein sind. Die korrigierten Polarisationsgrade sind im Mittel niedriger als in den Vordergrundgruppen im Cygnus, obwohl die mittlere Verfärbung der Sterne gleich groß ist. Eine Ausnahme bilden einige Sterne, die eine höhere Polarisation und Winkel θ von etwa 80° besitzen. Ein Vergleich mit Abbildung 19 zeigt, daß diese Sterne offenbar durch das gleiche Magnetfeld polarisiert werden wie die entfernteren Sterne. Wahrscheinlich liegen diese Sterne am Rande der Oriongruppe. Läßt man in Abbildung 18 die wenigen Sterne mit $p > 0^m.0050$ weg, so wird die Verteilung noch flacher und man erhält ein Hauptmaximum bei $\theta = 180^\circ$. Auch dies stimmt mit dem aus den Beobachtungen im Cygnus für die Sonnenumgebung bestimmten Feldverlauf überein. Die geringen Polarisationsgrade der Vordergrundsterne machen eine Korrektion der für die Oriongruppe gefundenen Polarisation überflüssig.
Wie die Abbildungen 15 und 19 zeigen, weicht das Magnet-

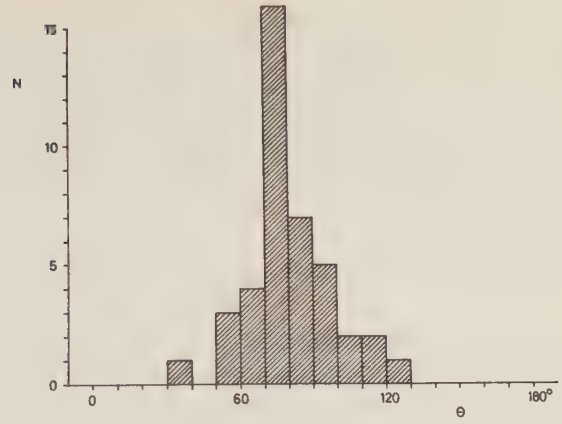


Abbildung 29: Verteilung der Polarisationsrichtungen in einem Feld im Orion (Siehe Text).

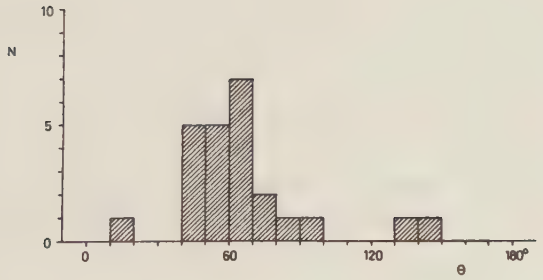


Abbildung 30: Verteilung der Polarisationsrichtungen in der Umgebung des Orionnebels.

feld im Bereich der Oriongruppe erheblich von der Feldrichtung in Sonnenumgebung ab. Da die Oriongruppe etwa 140 pc südlich der galaktischen Ebene liegt, scheint dies nicht erstaunlich. Die Polarisationsrichtungen sind in hohem Maße ausgerichtet und zeigen ein ausgeprägtes Maximum bei $\theta = 72^{\circ}$. Aus dem Mittelwert

$$\overline{\left(\frac{p}{3\,E_{B-V}}\right)} = 0.38$$

folgt unter der Voraussetzung $\lambda' = 20^{\circ}$ und $A_V = \sim 3\,E_{B-V}$ ein mttlerer Winkel zwischen Sehstrahl und Magnetfeldrichtung von etwa 70°. Dieser Wert kann allerdings dadurch verfälscht sein, daß im Orion das Verhältnis von visueller Absorption zu Verfärbung größer ist als 3.0, wie es mindestens bei einigen Sternen im Orion der Fall ist. Aus diesem Grunde wurde auch nicht versucht, die Winkel für einzelne Feldabschnitte im Orion zu berechnen. Die verhältnismäßig kleine Streuung der Polarisationsrichtungen trotz im Mittel geringer Polarisation ist jedoch nur bei einem großen mittleren Winkel zwischen Sehstrahl und Magnetfeldrichtung verständlich.
Eine auffällige Eigenschaft der Oriongruppe sind die sehr großen Unterschiede in den Polarisationsgraden und Verfärbungswerten, die selbst bei eng benachbarten Sternen auftreten. Dies scheint die Folge einer sehr unregelmäßigen Staubverteilung zu sein. Das Magnetfeld wird durch die Staubverteilung offenbar wenig gestört, wie das Nebeneinander von schwach polarisierten und stark polarisierten Sternen mit gleicher Polarisationsrichtung zeigt. Große Konzentrationen interstellarer Materie in der Umgebung sehr heißer Sterne scheinen jedoch das Magnetfeld zu beeinflussen. Man erkennt dies nicht nur aus der Polarisationskarte Abbildung 15, sondern es wird auch deutlich bei einem Vergleich der Abbildungen 29 und 30. In Abbildung 29 sind alle Beobachtungen eingezeichnet, die in dem

Gebiet

$$5^h < \alpha_{1900} < 5^h\ 34^m$$

$$-4^\circ < \delta_{1900} < +4^\circ$$

liegen, das keine größeren H II Gebiete und verhältnismäßig wenig sehr heiße Sterne enthält. Abbildung 30 enthält die Beobachtungen aus dem viel kleineren Gebiet um den Orionnebel

$$5^h\ 28.5^m < \alpha_{1900} < 5^h\ 32.5^m$$

$$-4^\circ > \delta_{1900} > -6^\circ$$

Die Tatsache, daß sich das Maximum der Winkelverteilung nur wenig verschiebt, zeigt, daß der Orionnebel die mittlere Feldrichtung kaum beeinflußt. Die Streuung der Polarisationsgrade und die Abweichungen von der Normalverteilung nimmt dagegen merklich zu. Eine noch größere Zunahme der Streuung der Polarisationsrichtungen ergibt sich in der Umgebung von ζ Ori, wo auch die größten Werte für Verfärbung und Polarisation gefunden wurden. Die ungewöhnlich niedrigen Werte von $p/3\ E_{B-V}$ für die Trapezsterne im Orionnebel sind, wie schon erwähnt, möglicherweise auf Änderungen in den Eigenschaften der interstellaren Staubteilchen in der Umgebung von sehr heißen Sternen zurückzuführen. Falls diese Erklärung stimmt, so zeigen die Werte $p/3\ E_{B-V}$ in der Oriongruppe, daß dieser Effekt nur in sehr kleinen Gebieten von höchstens einigen Parsec Ausdehnung um die heißesten O-Sterne eine merkliche Wirkung haben kann.

Ein Vergleich der Polarisationsrichtungen und der Richtungen der Filamente in den Wolken interstellarer Materie im Orion gab keine eindeutigen Ergebnisse. In einer Reihe von Fällen stimmten zwar Polarisationsrichtungen und Filamentrichtungen gut überein. In anderen Fällen traten aber

merkliche Winkel auf und es gibt Fälle (zum Beispiel HD 37115), in denen Polarisationsrichtung und Filamentrichtung eindeutig senkrecht aufeinander stehen. Ein Zusammenfallen von Polarisationsrichtung und Filamentrichtung wurde jedoch häufig dann gefunden, wenn die Polarisationsrichtungen von den mittleren Richtungen stark abwichen.

Zusammenfassend kann man feststellen, daß das Magnetfeld in der Oriongruppe eine weit regelmäßigere Struktur zeigt, als man früher auf Grund der bekannten Polarisationsmessungen annahm. Das Feld in der Oriongruppe besitzt jedoch mit Sicherheit nicht die gleiche mittlere Raumrichtung wie das Magnetfeld in der Sonnenumgebung oder in der galaktischen Ebene. Ob das Feld über und unter der galaktischen Ebene ebenso großräumige Strukturen zeigt wie das Magnetfeld in der galaktischen Ebene, oder ob man in der Oriongruppe ein zufälliges lokales Magnetfeld beobachtet, kann aus den hier vorliegenden Messungen nicht abgeleitet werden. Die mittlere Richtung des Magnetfeldes in der Oriongruppe wird durch Konzentrationen interstellarer Materie, durch heiße Sterne und durch H II Gebiete nicht wesentlich geändert. Dagegen nimmt die Streuung der Magnetfeldrichtungen in kleinen Gebieten um diese Objekte merklich zu. Diese letzten Ergebnisse stimmen mit den Beobachtungen im Cygnusfeld im Bereich der jungen Objekte überein.

A n h a n g

TABELLE 1 STANDARDSTERNE I KLEINE P

GOETTINGEN

HD 432
N= 4 PX=-0.″00040 PY= 0.″00001 P= 0.″00040±0.″00030 Θ= 89.°3 ± 18

HD 19356						
5	-0.00017	-0.00001	0.00017	0.00027	92.1	29
HD 89021						
15	0.00034	0.00049	0.00060	0.00030	27.6	13
HD 118098						
		NICHT BEOBACHTET				
HD 127665						
6	0.00050	0.00034	0.00060	0.00057	17.3	21
HD 127762						
10	-0.00003	0.00044	0.00044	0.00018	47.0	11
HD 172167						
		NICHT BEOBACHTET				
HD 197989						
2	-0.00023	0.00072	0.00075	0.00076	53.7	22
HD 202444						
10	-0.00010	0.00005	0.00011	0.00023	76.0	32

END-OF-DATA ENCOUNTERED ON SYSTEM INPUT FILE.

WILLIAMS BAY

N= 3	PX= 0".00007	PY= 0".00015	P= 0".00016	±0".00023	θ= 32°.2	± 27°.6
5	-0.00012	-0.00010	0.00015	0.00009	109.4	15.5
6	0.00046	0.00054	0.00071	0.00043	24.7	15.6
4	-0.00004	-0.00074	0.00074	0.00035	133.4	12.7
1	-0.00037	0.00052	0.00063	0.00123	62.7	31.4
2	0.00005	0.00013	0.00014	0.00051	33.9	37.3
3	0.00026	0.00036	0.00044	0.00028	27.0	16.2
11	-0.00020	0.00016	0.00026	0.00007	70.2	7.5
5	-0.00025	0.00003	0.00025	0.00016	86.4	16.3

TABELLE 2 STANDARDSTERNE II GROSSE P

GOETTINGEN

HD 23480
N= 1 PX=-0.m00098 PY=-0.m00801 P= 0.m00807±0.m00102 Θ= 131.°5 ± 3

HD 43384						
4	0.05879	-0.02002	0.06211	0.00153	170.6	0
HD 45412						
2	0.01015	0.00642	0.01201	0.00119	16.2	2
HD 46595						
1	0.03749	0.00920	0.03860	0.00466	6.9	3
HD 91316						
2	-0.00171	-0.00316	0.00359	0.00064	120.8	5
HD 109387						
2	0.00582	0.00966	0.01128	0.00050	29.5	1
HD 149757						
8	-0.00817	-0.02885	0.02998	0.00033	127.1	0
HD 164852						
2	0.01893	-0.00487	0.01955	0.00083	172.8	1
HD 183143						
5	0.13547	0.00176	0.13549	0.00153	0.4	0
HD 188727						
3	0.01389	0.00891	0.01650	0.00152	16.3	2
HD 198931						
1	0.03130	-0.08154	0.08735	0.00549	145.5	1

END-OF-DATA ENCOUNTERED ON SYSTEM INPUT FILE.

WILLIAMS BAY

N= 4	PX= 0.m00068	PY=-0.m00797	P= 0.m00800	±0.00028	Θ= 137.°4	1.°0
5	0.05938	-0.01935	0.06245	0.00078	170.9	0.4
2	0.01030	0.00346	0.01087	0.00105	9.2	2.8
3	0.03726	0.00360	0.03743	0.00140	2.7	1.1
2	-0.00463	-0.00395	0.00608	0.00095	110.2	4.4

NICHT BEOBACHTET

NICHT BEOBACHTET

4	0.01777	-0.00313	0.01804	0.00033	174.9	0.5
6	0.13375	0.00268	0.13378	0.00103	0.5	0.2
4	0.01321	0.00813	0.01551	0.00034	15.8	0.6
3	0.02785	-0.07906	0.08382	0.00253	144.7	0.9

TABELLE 4 ERGEBNISSE IM CYGNUS

1	2	3	4	5	6	7	8	9
NAME	RA	DEC	V	B-V	U-B	NP	QP	SPEKTR
HDE226223	$19^h48.^m1$	$+38^o30'$	$9.^m18$	$+0.^m65$	$+0.^m37$	2		F6 IB
HD 188149	19 48.6	+36 11	6.11	+1.44	+1.62	2		K4 III
HD 188326	19 49.5	+38 30	7.58	+0.78	+0.37	2		G8 IV
HD 188650 *	19 51.1	+36 44	5.63				5	G(I)P
HDE226540	19 51.4	+33 14	9.02	+0.86	+0.64	3		F2 IB
HD 188947	19 52.5	+34 49	3.92	+1.02	+0.91	2		K0 III
HD 189148	19 53.5	+34 45	7.26	+0.46	+0.02	2		F6 V
HD 189301	19 54.2	+37 51	7.26	+1.55	+1.82	2		K4 II
HD 189378	19 54.6	+33 00	7.24	+0.41	-0.02	2		F5 IV
HD 190149	19 58.5	+43 50	6.97	+1.64	+2.02	1		M0 II-
HDE227250	19 58.6	+33 29	9.28	+1.07	+0.80	2		F8 IA
HD 190446	19 59.9	+40 00	8.21	+0.57	+0.27	2		F6 IB
HDE227452	20 0.5	+39 40	9.84	+0.43	+0.05	2		F1 II
HDE227536	20 1.4	+35 52	9.48	+0.21	-0.16	1		A0 II
HDE227575	20 1.7	+33 27	9.32	+1.22	+0.95	2		F4 IA
HD 190841	20 1.8	+34 38	8.07	+0.72	+0.60	1		A9 IB
HD 190916	20 2.2	+41 00	7.65	+0.45	-0.11	1		A0 IAB
HD 190918 *	20 2.2	+35 30	7.01				14	O9.5 I
HD 191026	20 2.6	+35 42	5.36	+0.86	+0.57	1		K0 IV
HD 191045	20 2.8	+38 48	6.85	+1.54	+1.83	2		K5 III
HD 191046	20 2.8	+35 57	7.00	+1.14	+1.03	1		K0 III
HDE227787	20 3.9	+33 22	9.63	+0.83	+0.50	2		F4 IB
HD 191546	20 5.4	+43 46	8.62	+0.67	+0.36	1		F5 IB
HD 191854	20 7.0	+43 39	7.46	+0.69	+0.22	1		G5 V *
HD 191897	20 7.1	+36 45	7.35	+0.96	+0.60	1		G3 IB
HD 191978	20 7.5	+41 04	8.02	+0.28	-0.70		4	O8
HD 192001	20 7.6	+41 50	8.25	+0.32	-0.60		6	O9.5 IV

10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
S	MABS.	EY	DTRIG	Q	DSPEC	NG	NY	P	+-	θ	+-
3	-4.6	+0.22			4100	2	3	0.0134	0.0024	49°	5°
1	+0.2	+0.05			140	2	2	0.0035	0.0007	71	5
1	+5.5	-0.04	59		26	2	3	0.0011	0.0009	166	19
						0	2	0.0016	0.0009	83	15
3	-4.7	+0.59			2300	3	3	0.0130	0.0023	6	5
5	+1.2	+0.03	111		33	2	3	0.0002	0.0004	92	33
3	+3.8	+0.01			49	1	2	0.0036	0.0006	81	5
1	-2.0	+0.08			640	2	1	0.0042	0.0014	115	9
.	+2.5	-0.01			90	1	2	0.0030	0.0010	70	9
.	-1.2	+0.10			380	0	2	0.0027	0.0012	100	12
3	-8.0	+0.49			4000	0	3	0.0413	0.0024	40	2
.	-4.6	+0.14			3000	0	2	0.0068	0.0020	107	8
3	-2.5	+0.16			2400	0	2	0.0045	0.0045	97	22
3	-3.0	+0.25			2200	0	2	0.0077	0.0049	168	16
5	-8.2	+0.90			8200	0	4	0.0451	0.0019	70	1
.	-4.8	+0.55			1700	0	3	0.0333	0.0014	124	1
5	-6.6	+0.48			3500	0	2	0.0130	0.0012	101	3
.	-5.5					0	2	0.0102	0.0013	156	4
	+3.2	-0.04	33		27	3	6	0.0006	0.0003	68	14
	0.0	+0.04			225	0	2	0.0029	0.0014	61	13
	+0.6	+0.15	50		155	1	3	0.0018	0.0009	80	14
	-4.6	+0.49			3400	0	3	0.0027	0.0030	53	24
	-4.6	+0.30			2900	0	2	0.0102	0.0041	133	11
	+5.2	+0.01	24		28	0	2	0.0019	0.0011	173	15
	-4.6	+0.06			2300	0	3	0.0053	0.0013	162	7
	-3.8	+0.54			2300	0	2	0.0055	0.0020	157	10
	-5.0	+0.63			1800	0	2	0.0292	0.0025	163	2

TABELLE 4 FORTSETZUNG

1	2	3	4	5	6	7	8	9
NAME	RA	DEC	V	B-V	U-B	NP	QP	SPEKTR
HD 192020	20 7.7	+38 06	7.95	+0.86	+0.57	1		G8 V
HD 192260	20 8.9	+34 53	7.52	+1.10	+1.00	1		K0 IV
BD+373827	20 9.1	+38 05	8.14	+0.95	+0.75	1		F3 IB
HDE228346	20 9.3	+36 43	9.98	+0.70	+0.54	1		A8 IB
HDE228347	20 9.3	+35 44	9.47	+0.64	+0.27	1		A0 IB
HDE228353	20 9.4	+39 50	9.98	+1.35	+1.04	2		A7 IAB
HDE228380*	20 9.6	+34 45	8.79	+0.59	+0.10	1		K2 III
HD 192514	20 10.2	+46 31	4.81	+0.09	+0.11	2		A3 III
HD 192535	20 10.4	+43 04	6.16	+1.52	+1.83	1		K4 III
HD 192640	20 10.8	+36 30	4.94	+0.15	+0.03	1		A2 III
HD 192744	20 11.4	+37 23	7.47	+0.38	-0.06	1		F1 II
BD+363963	20 11.5	+36 52	9.94	+1.32	+0.61	1		B8 II
HD 192867	20 12.1	+43 50	7.24	+1.61	+1.94	1		M1 III
HD 192869	20 12.1	+42 03	7.85	+0.55	+0.08	1		F6 IV
HD 193090	20 13.4	+45 01	7.10	+1.50	+1.82	2		K5 III
HD 193092	20 13.4	+40 03	5.25	+1.65	+1.90	2		K5 II
HD 193217	20 14.1	+42 25	6.31	+1.63	+1.91	1		K4 II
HDE228808	20 14.3	+37 17	9.17	+1.23	+0.94	1		F5 IAB
HD 193426	20 15.1	+39 54	7.73	+1.24	+0.37	1		A0 IAB
HD 193469	20 15.3	+38 41	6.37	+1.90	+1.85	2		K5 IB
HD 193487	20 15.4	+36 26	7.46	+0.40	+0.12	1		F4 II
HDE228907	20 15.7	+37 21	9.63	+1.13	+0.90	1		A0 II
HD 193536	20 15.6	+46 00	6.44	-0.13	-0.69	2		B2 V
HD 193595	20 15.9	+38 44	8.72	+0.36	-0.58		6	O7
HD 193682	20 16.5	+37 30	8.41	+0.51	-0.48		6	O5
HD 193701	20 16.6	+45 02	6.67	+0.45	+0.41	2		F5 IV
HD 194069	20 18.5	+40 48	6.40	+1.07	+0.83	1		G2 II

0	11	12	13 14	15	16 17	18	19	20	21
S	MABS.	EY	DTRIG Q	DSPEC	NG NY	P	+-	Θ	+-
8	+5.5	+0.13		26	0 3	0.0028	0.0011	83	11
8	+3.2	+0.20		54	0 4	0.0034	0.0009	65	7
1	-4.6	+0.65		1400	0 1	0.0377	0.0023	4	2
3	-4.8	+0.55		4000	0 3	0.0042	0.0035	8	20
3	-5.2	+0.68		3200	0 3	0.0225	0.0030	131	4
3	-6.5	+1.24		3300	0 2	0.0369	0.0054	150	4
1					0 3	0.0043	0.0017	56	11
5	+0.9	+0.06		56	2 1	0.0021	0.0004	60	5
1	+0.2	+0.13		130	2 2	0.0056	0.0006	91	3
0	+0.7	+0.12	30	60	0 4	0.0001	0.0003	171	34
3	-2.5	+0.11		860	0 2	0.0010	0.0014	28	28
3	-4.0	+1.42		760	0 3	0.0064	0.0030	152	13
8	-0.4	+0.06		310	0 2	0.0059	0.0013	99	6
8	+2.5	+0.09		105	0 2	0.0036	0.0013	76	10
1	0.0	0.00		260	0 2	0.0020	0.0008	85	11
5	-2.0	+0.11	140	240	1 2	0.0008	0.0008	19	22
1	-2.0	+0.16		370	2 1	0.0076	0.0011	112	4
3	-6.5	+0.87		3700	0 2	0.0299	0.0037	83	4
3	-6.6	+1.27		1100	2 1	0.0436	0.0022	138	1
1	-4.6	+0.34		960	0 2	0.0099	0.0010	49	3
3	-2.4	+0.05		880	0 2	0.0017	0.0016	60	22
3	-3.0	+1.17		600	0 2	0.0223	0.0026	64	3
5	-2.5	+0.13		520	0 2	0.0044	0.0012	68	7
6	-5.2	+0.69		2200	0 2	0.0285	0.0036	172	4
6	-5.6	+0.85		1900	0 2	0.0132	0.0035	70	7
1	+2.5	+0.03		66	0 2	0.0026	0.0015	126	15
1	-2.0	+0.29		310	2 1	0.0050	0.0007	8	4

TABELLE 4 FORTSETZUNG

1	2	3	4	5	6	7	8	9
NAME	RA	DEC	V	B-V	U-B	NP	QP	SPEKTR
HD 194093	20 18.6	+39 56	2.20	+0.68	+0.53		7	F8 IB
HD 194152	20 18.8	+45 28	5.57	+1.07	+1.01	1		K0 III
HD 194220	20 19.4	+42 40	6.22	+0.95	+0.76	1		K0 III
HD 194334	20 20.0	+38 34	8.77	+0.84	-0.16		6	O7.5 V
HD 194357	20 20.0	+36 42	6.80	+0.13	-0.16	1		B9 II
HD 194479	20 20.7	+44 22	7.46	+1.08	+1.01	1		K1 III
HD 194558	20 21.2	+39 50	6.74	+1.27	+1.34	2		K2 III
HD 194685	20 21.9	+39 46	7.79	+0.59	+0.09	2		F8 V
HD 194708	20 22.0	+42 17	6.91	+0.44	+0.11	1		F6 III
HD 194951	20 23.2	+34 00	6.43	+0.52	+0.42	1		F3 II
HD 195050	20 23.8	+38 07	5.63	+0.06	+0.05	2		A3 V
HD 195068	20 24.0	+49 03	5.59	+0.30	+0.04	1		DF0
HD 195100	20 24.2	+42 44	7.59	+0.85	+0.49	1		G5 III
BD 373943	20 24.2	+37 41	9.39	+1.51	+1.14	1		F6 IA
HD 195194	20 24.8	+39 00	6.98	+0.97	+0.74	2		G8 III
HD 195338	20 25.6	+47 17	7.48	+1.17	+0.96	2		G7 II
BD+333923	20 25.7	+33 53	8.96	+1.14	+0.78	1		F7 I-I
HD 195405	20 26.0	+41 59	7.99	+0.64	+0.27	1		G2 IV
HD 195506	20 26.7	+45 35	6.44	+1.14	+1.09	2		K2 III
HD 195985 *	20 29.4	+44 39	7.69	-0.12	-0.54	1		B5
HD 195987	20 29.3	+41 33	7.09	+0.78	+0.42	1		G9 V
HD 196090	20 30.0	+46 49	7.79	+1.43	+1.56	2		K3 III
HD 196093	20 30.0	+34 54	4.60	+1.62	+0.82	1		K2 IB
HD 196360	20 31.8	+41 32	6.65	+0.93	+0.74	1		K0 III
HD 196642	20 33.6	+37 58	6.21	+1.00	+0.81	2		K0 III
HD 196643	20 33.6	+37 45	7.09	+1.59	+1.93	2		K5 III
HD 196790	20 34.5	+39 11	8.08	+0.56	+0.16	2		F8 IV

0	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
S	MABS.	EV	DTRIG	Q	DSPEC	NG	NY	P	+-	Θ	+-
7	-4.6	+0.10			200	2	2	0.0028	0.0003	78	3
1	+1.2	+0.08			68	1	1	0.0024	0.0007	79	9
3	+1.2	+0.04			96	2	3	0.0019	0.0007	92	9
6	-5.2	+1.17			1200	0	2	0.0776	0.0034	84	1
3	-3.5	+0.20			880	0	2	0.0096	0.0011	76	3
1	+1.5	+0.08			140	0	2	0.0021	0.0016	79	19
1	+0.8	+0.11			130	1	2	0.0022	0.0010	80	12
1	+4.2	+0.07			47	1	3	0.0043	0.0011	167	7
1	+1.7	-0.03			110	3	1	0.0052	0.0012	82	7
1	-2.4	+0.19			450	1	1	0.0199	0.0011	63	2
0	+1.8	-0.02	53		58	0	2	0.0017	0.0005	82	9
5	+2.7	+0.03	83		36	0	2	0.0005	0.0007	62	26
1	+1.0	+0.04			200	2	1	0.0042	0.0022	96	14
3	-8.1	+1.09			6200	0	2	0.0348	0.0038	34	3
1	+1.6	+0.06			110	0	2	0.0049	0.0011	82	5
1	-2.0	+0.24			540	0	2	0.0153	0.0014	17	3
3	-3.4	+0.65			1150	1	2	0.0342	0.0024	41	2
1	+3.0	-0.04			100	0	3	0.0056	0.0010	81	5
1	+0.8	-0.02	143		135	0	2	0.0006	0.0009	170	27
		+0.03			740	0	2	0.0086	0.0019	33	6
1	+5.6	+0.01	28		20	0	3	0.0023	0.0011	36	13
1	+0.6	+0.15			220	0	2	0.0103	0.0014	18	4
1	-4.5	+0.17			500	2	1	0.0106	0.0007	46	2
1	+1.2	-0.06			125	0	2	0.0066	0.0010	80	4
3	+1.2	+0.01			100	2	1	0.0026	0.0007	54	8
3	0.0	+0.09			230	2	2	0.0032	0.0016	151	13
1	+2.8	+0.02			110	0	2	0.0025	0.0017	57	17

TABELLE 4 FORTSETZUNG

1	2	3	4	5	6	7	8	9
NAME	RA	DEC	V	B-V	U-B	NP	QP	SPEKTRU
HD 196819	20 34.7	+41 43	7.52	+1.82	+2.01	1		K3 II
HD 196850	20 34.9	+38 17	6.76	+0.62	+0.12	2		G2 V +
HD 197376	20 38.2	+41 39	7.96	+0.60	+0.28	1		F7 IV-V
BD+333998 *	20 38.9	+33 45	10.30	+0.44	+0.14	2		F4 II
BD+463014	20 38.9	+46 50	8.43	+0.52	+0.02	1		F7P V
BD+453246	20 39.1	+45 32	9.67	+0.17	-0.64		4	B1 V N
HD 197989	20 42.2	+33 36	2.45	+1.03	+0.87		7	K0 III
BD+394313	20 42.8	+39 34	9.53	+1.16	+0.84	2		A9 IA
BD+344152	20 43.0	+34 14	9.95	+0.29	+0.10	2		A0 IB
HD 198151	20 43.2	+46 10	6.24	+0.06	+0.02	1		A3
BD+344157	20 44.1	+34 50	9.97	+0.45	+0.13	2		F3 II
BD+443582	20 44.3	+44 24	8.51	+0.36	+0.06	1		F0N III
HD 198288	20 44.2	+38 55	6.96	+0.73	+0.47	2		A5 IAB
HD 198345	20 44.5	+47 28	5.55	+1.47	+1.78	1		K5 III
BD+354285	20 45.9	+35 17	8.71	+0.49	+0.12	2		F6 IB
HD 198797	20 47.7	+39 01	8.03	+0.47	+0.09	2		F5 III
HD 198820	20 47.9	+32 28	6.46	-0.14	-0.61	1		B3 III
HD 199081	20 49.7	+44 01	4.72	-0.14			5	B5 V
HD 199098	20 49.8	+44 48	5.44				5	G8 III
HD 199100	20 49.8	+35 46	7.76	+0.74	+0.42	2		G5 IV-V
HD 199395	20 51.8	+42 59	6.71	+1.44	+1.75	2		K4 III
HD 199396	20 51.8	+39 14	8.50	+0.39	+0.13	2		F3N III
BD 364330	20 52.8	+36 59	9.10	+0.24	+0.25	2		B9 II
HD 199580	20 53.1	+42 30	7.21	+0.97	+0.74	2		K0 III-
BD+374115	20 53.1	+37 11	9.12	+0.43	+0.17	2		F4 II
HD 199612	20 53.2	+48 49	5.86	+1.05	+0.93	1		G8 II-I
HD 199761	20 54.1	+46 48	7.95	+0.46	+0.13	2		F4 III

11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
MABS.	EY	DTRIG	Q	DSPEC	NG	NY	P	+-	Θ	+-
-2.0	+0.42			420	0	2	0.0181	0.0011	165	2
+4.8	+0.00	21		25	2	2	0.0017	0.0006	73	10
+3.3	+0.11			73	0	3	0.0089	0.0011	91	4
-2.3	+0.09			2900	0	2	0.0213	0.0076	52	10
+4.0	+0.03			73	0	3	0.0049	0.0024	151	13
-3.1	+0.43			2000	0	2	0.0080	0.0043	166	14
+1.2	+0.04	23		17	2	11	0.0003	0.0001	69	13
-8.3	+1.02			8200	0	2	0.0018	0.0066	167	37
-5.2	+0.11			9200	0	2	0.0157	0.0054	24	10
+1.8	-0.02			78	0	2	0.0019	0.0007	93	9
-2.3	+0.12			2400	0	1	0.0067	0.0052	132	19
+1.5	+0.09			225	0	2	0.0019	0.0029	116	29
-6.9	+0.67			2250	0	1	0.0925	0.0016	15	1
0.0	-0.03			130	3	2	0.0029	0.0007	75	7
-4.6	+0.05			4300	0	2	0.0102	0.0037	65	10
+1.7	+0.05			175	0	2	0.0029	0.0017	101	15
-3.1	+0.07			720	0	2	0.0061	0.0011	66	5
-1.0	+0.04			135	2	2	0.0037	0.0005	88	4
+1.6				58	0	1	0.0033	0.0016	66	13
+4.2	+0.06			47	0	2	0.0009	0.0017	155	31
+0.2	+0.05			190	0	2	0.0063	0.0011	83	5
+2.0	+0.03			190	0	2	0.0083	0.0023	66	8
-4.0	+0.31			2700	0	2	0.0296	0.0053	167	5
+2.2	+0.02			100	0	2	0.0052	0.0016	109	9
-2.4	+0.08			1800	0	2	0.0102	0.0030	76	8
-0.2	+0.12			140	2	2	0.0027	0.0007	78	8
+1.7	+0.07			160	0	2	0.0013	0.0016	142	26

TABELLE 4 FORTSETZUNG

1	2	3	4	5	6	7	8	9
NAME	RA	DEC	V	B-V	U-B	NP	QP	SPEKTR
HD 199870	20 54.7	+44 05	5.55	+0.97	+0.84	2		G9 III
HD 199871	20 54.8	+40 58	7.12	+1.53	+1.68	2		M0 III
HD 200031	20 55.8	+38 25	6.76	+0.80	+0.48	2		G5 III
HD 200077	20 56.1	+39 52	6.57	+0.56	+0.05	2		F8 V *
HD 200102	20 56.3	+44 36	6.63	+1.05	+0.72	2		G1 IB
HD 200406*	20 58.2	+47 06	7.94	+0.53	+0.10	2		K2 III
HD 200527	20 58.8	+44 24	6.24	+1.68	+1.84	2		M3 IB-
HD 200530	20 58.9	+36 45	7.75	+0.63	+0.13	2		K0 V *
HD 200531	20 58.9	+34 38	8.07	+0.48	0.00	2		F3 V
HD 200560	20 59.1	+45 29	7.68	+0.97	+0.78	8		K2.5 V
BD+394423	21 0.4	+39 34	9.51	+1.30	+0.93	2		G0 I
HD 200805	21 0.6	+44 45	8.28	+0.81	+0.66	2		F5 IB
HD 201065	21 2.2	+46 34	7.55	+1.76	+1.89	2		K5 IB
HD 201456	21 4.6	+43 21	7.81	+0.53	+0.08	1		F8 V
HD 201910*	21 7.5	+40 47	7.41	-0.14	-0.65	2		B3
HD 201924	21 7.6	+45 03	7.83	+0.78	+0.42	2		G9 V *
HD 202240	21 9.4	+36 13	6.05	+0.22	+0.21	2		A7 II
HD 202312	21 9.9	+44 45	7.33	+0.87	+0.50	2		G5 II-I
HD 202444	21 10.8	+37 37	3.71	+0.40	+0.03	2		F0 IV
HD 202904	21 13.8	+34 29	4.45	-0.12	-0.78	2		B3NNE

END-OF-DATA ENCOUNTERED ON SYSTEM INPUT FILE.

0	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
S	MABS.	EY	DTRIG	Q	DSPEC	NG	NY	P	+-	Θ	+-
	+2.3	+0.06	58		41	3	2	0.0015	0.0005	111	9
1	-0.7	-0.01			370	0	2	0.0121	0.0013	79	3
1	+1.0	-0.01			145	1	2	0.0055	0.0010	58	5
	+4.2	+0.04	59		28	0	2	0.0005	0.0011	51	33
1	-4.6	+0.27			1150	1	2	0.0082	0.0009	32	3
1						0	2	0.0032	0.0020	52	16
1	-3.6	-0.04			940	1	2	0.0026	0.0005	69	5
	+4.8	+0.01	36		35	0	2	0.0046	0.0020	87	11
8	+3.4	+0.11			74	0	2	0.0014	0.0021	68	28
	+6.6	+0.04	21		17	0	2	0.0011	0.0014	6	27
3	-6.3	+0.63			5800	0	2	0.0366	0.0032	79	3
1	-4.6	+0.44			1950	0	2	0.0409	0.0016	47	1
1	-4.6	+0.20			2000	0	2	0.0193	0.0014	43	2
1	+4.2	+0.01			52	0	2	0.0081	0.0021	82	7
		+0.05			740	0	2	0.0120	0.0030	69	7
	+5.6	+0.01	30		28	0	2	0.0031	0.0014	76	12
3	-2.6	+0.04			500	2	2	0.0062	0.0008	45	4
1	-0.5	+0.02			360	0	2	0.0051	0.0013	85	7
	+2.2	+0.12	21		17	10	5	0.0002	0.0002	84	22
	-2.6	+0.10	62		225	2	1	0.0071	0.0004	111	2

TABELLE 5 ERGEBNISSE IM ORION

1	2	3	4	5	6	7	8	9
NAME	RA	DEC	V	B-V	U-B	NP	QP	SPEKTRUM
HD 32686	$4^h59.^m9$	$-3^o11'$	$6.^m10$	$-0.^m09$	$-0.^m52$	1		B5
BD- 31013	5 1.8	-3 27	10.12	+0.24	+0.03		12	B9 V
HD 33021	5 2.2	+9 21	6.17	+0.64	+0.13	1		G1 IV-V
HD 33054	5 2.5	+8 22	5.33	+0.33			5	AM
HD 33111	5 2.9	-5 13	2.80	+0.13	+0.10		7	A3 III
HD 33254	5 3.8	+9 42	5.43	+0.24	+0.14		2	AM
HD 33256	5 3.8	-4 35	5.11	+0.45			5	F5 V
HD 33328	5 4.4	-8 53	4.32	-0.14	-0.84	1		B2 III
HD 33419	5 4.9	-0 41	6.10	+1.10	+1.07	1		K2 III
HD 33555	5 5.9	-2 22	6.23	+1.00	+0.82	1		K0 IV
HD 33608	5 6.3	-2 37	5.89	+0.46	+0.04	1		F5 IV
HD 33647	5 6.6	+0 24	6.68	-0.05	-0.36		12	B8 V
HD 33833	5 7.9	-6 10	5.88	+0.96	+0.77	1		G9 III
HD 33856	5 8.1	+2 45	4.46	+1.18			5	K3 III
HD 33946	5 8.6	+0 26	6.29	+1.49	+1.37	1		K4 II-III
HD 34043	5 9.4	+5 02	5.48	+1.39	+1.56	1		K3 III
HD 34085	5 9.7	-8 19	0.08	-0.03			5	B8 IA
HD 34179	5 10.3	-0 04	8.02	-0.03	-0.47		12	B8 V
HD 34180	5 10.2	-1 31	6.18	+0.40	-0.03	1		F1 V
HD 34317	5 11.5	+1 50	6.41	-0.02	-0.01		12	A0 V
HD 34511	5 12.9	-0 09	7.39	-0.10	-0.69		12	B5 V
HD 34658	5 14.0	+2 30	5.34	+0.42			5	F5 II
HD 34673	5 14.1	-3 11	7.77	+1.05	+0.82		11	K3 V
HD 34748	5 14.6	-1 31	6.30	-0.10	-0.78		12	B1.5 V
HD 34959	5 16.1	+3 54	6.50	-0.11	-0.53		12	B5 P
HD 35007	5 16.5	-0 31	5.72	-0.09	-0.64	1		B3 V
HD 35008	5 16.5	-1 39	7.09	-0.11	-0.32		12	B8

11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
MABS.	EY	DTRIG	Q	DSPEC	NG	NY	P	+-	Θ	+-
	+0.06			OA	2	1	0.0080	0.0008	121°	3°
+0.5	+0.30			OA	0	1	0.0113	0.0100	137	21
+3.8	0.00	30		30	0	1	0.0022	0.0011	173	13
+1.2				68	0	1	0.0045	0.0015	169	9
+0.9	+0.05	24		22	0	1	0.0007	0.0008	2	26
+1.2		170		115	1	2	0.0017	0.0007	5	11
+3.6	+0.03	24		19	0	1	0.0027	0.0008	96	8
-3.6	+0.10			OA	2	1	0.0025	0.0004	78	4
+0.8	-0.06			115	0	1	0.0030	0.0013	177	11
+3.2	+0.10			35	0	1	0.0021	0.0015	169	18
+2.5	+0.04			45	0	1	0.0019	0.0009	151	13
0.0	+0.07			OA	2	2	0.0033	0.0008	139	7
+1.4	+0.01			78	0	1	0.0028	0.0008	53	8
+0.6	-0.10			58	0	1	0.0019	0.0017	155	20
-0.1	+0.06			180	0	1	0.0060	0.0012	132	6
+0.6	+0.11			82	0	1	0.0051	0.0016	46	9
-7.2	-0.01			OA	0	1	0.0049	0.0023	48	13
0.0	+0.13			OA	1	2	0.0057	0.0016	107	8
+2.9	+0.08			41	0	1	0.0004	0.0012	48	35
+1.0	-0.01			120	2	1	0.0023	0.0006	79	7
-1.0	+0.12			OA	2	1	0.0043	0.0020	74	13
-2.3	+0.04	56		320	0	1	0.0012	0.0013	112	23
+6.6	+0.08	14		15	0	1	0.0053	0.0024	63	12
-3.1	+0.15			OA	1	1	0.0119	0.0013	100	3
	+0.05			OA	0	1	0.0204	0.0039	65	5
-1.7	+0.06			OA	1	1	0.0041	0.0011	98	7
	-0.02			OA	0	1	0.0108	0.0018	86	5

TABELLE 5 FORTSETZUNG

1	2	3	4	5	6	7	8	9
NAME	RA	DEC	V	B-V	U-B	VP	QP	SPEKTR
HD 35079	5 17.0	-3 03	7.06	-0.03	-0.53		12	B3 V
HD 35203	5 18.0	+1 02	7.97	-0.09	-0.50		12	B6 V
HD 35298	5 18.6	+2 00	7.88	-0.14	-0.59		12	B9 V
HD 35369	5 19.1	-7 53	4.13	+0.96			5	G8 III
HD 35407	5 19.4	+2 15	6.31	-0.16	-0.64		12	B5 V
HD 35410	5 19.4	-0 59	5.06	+0.98	+0.71	1		G9 III
HD 35501	5 20.0	+1 50	7.42	-0.06	-0.40		12	B8 V
HD 35502	5 20.0	-2 54	7.35	-0.03	-0.54		12	B5 V
HD 35536	5 20.3	-10 25	5.59	+1.54	+1.79	1		K5 III
HD 35575	5 20.6	-1 35	6.41	-0.17	-0.73		12	B3 V
HD 35673	5 21.3	+2 51	6.50	0.00	-0.23		12	B9 V
HD 35715	5 21.6	+3 00	4.56	-0.23	-0.94		12	B2
HD 35718	5 21.6	-5 43	8.72	+0.03	+0.01		12	A0
HD 35730	5 21.7	+3 32	7.20	-0.15	-0.69		12	B5 P
HD 35762	5 21.9	+3 45	6.74	-0.18	-0.73		12	B2 V
HD 35777	5 22.0	-2 27	6.60	-0.18	-0.75		12	B2 V
HD 35792	5 22.1	-1 27	7.20	-0.14	-0.64		12	B3 V
HD 35834	5 22.4	+1 02	7.67	-0.05	-0.37		12	B8 V
HD 35881	5 22.7	+1 02	7.77	-0.09	-0.50		12	B8 V
HD 35882	5 22.7	-1 53	7.74	-0.06	-0.48		12	B5
HD 35899	5 22.8	-2 14	7.52	-0.14	-0.62		12	B5 V
HD 35901	5 22.8	-6 58	9.04	-0.02	-0.14		12	B9
HD 35910	5 22.9	+3 27	7.58	-0.10	-0.55		12	B6 V
HD 35912	5 22.9	+1 13	6.35	-0.18	-0.75		12	B2
HD 36003	5 23.5	-3 34	7.62	+1.09	+1.19		11	K5 V
HD 36012	5 23.6	+2 05	7.24	-0.10	-0.65		12	B3
HD 36013	5 23.6	+1 34	6.88	-0.13	-0.65		12	B1.5 V

11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
MABS.	EY	DTRIG	Q	DSPEC	NG	NY	P	+-	Θ	+-
-1.7	+0.15			DA	2	1	0.0021	0.0011	117	13
-0.7	+0.06			DA	0	1	0.0054	0.0021	97	11
+0.5	+0.03			DA	0	1	0.0024	0.0013	79	14
+1.6	+0.05	170		30	0	1	0.0021	0.0016	87	19
-1.0	+0.03			DA	2	1	0.0080	0.0008	85	3
+2.3	-0.01	63		36	0	1	0.0025	0.0013	179	14
0.0	+0.07			DA	0	1	0.0070	0.0015	119	6
-1.0	+0.15			DA	1	1	0.0072	0.0021	105	8
0.0	+0.04			125	0	1	0.0041	0.0012	44	8
-1.7	+0.05			DA	1	1	0.0030	0.0016	79	14
+0.5	+0.09			140	1	1	0.0070	0.0010	78	4
	+0.04			DA	2	1	0.0060	0.0006	79	3
	+0.04			DA	0	1	0.0035	0.0080	96	33
	+0.05			DA	2	1	0.0040	0.0021	84	14
-2.5	+0.03			DA	2	1	0.0034	0.0013	54	11
-2.5	+0.04			DA	0	1	0.0029	0.0013	33	12
-1.7	+0.05			DA	0	1	0.0072	0.0026	81	10
0.0	+0.07			DA	0	1	0.0070	0.0035	62	13
0.0	+0.06			DA	0	1	0.0093	0.0041	63	12
	+0.09			DA	0	1	0.0017	0.0034	144	32
-1.0	+0.04			DA	0	1	0.0047	0.0022	107	12
	+0.03			DA	0	1	0.0135	0.0096	94	18
-0.7	+0.07			DA	2	1	0.0078	0.0010	71	4
	+0.04			DA	2	1	0.0065	0.0008	76	4
+7.5	-0.06	14		11	0	1	0.0054	0.0020	163	10
	+0.10			DA	0	1	0.0053	0.0031	98	15
-3.1	+0.07			DA	1	1	0.0052	0.0012	72	6

TABELLE 5 FORTSETZUNG

1	2	3	4	5	6	7	8	9
NAME	RA	DEC	V	B-V	U-B	NP	QP	SPEKTRU
HD 36120	5 24.3	-5 52	7.96	-0.03	-0.36		12	B7
HD 36133	5 24.4	+3 03	6.94	-0.09	-0.60		12	B2 V
HD 36134	5 24.4	-3 32	5.71	+1.25	+1.00	1		K1 III
HD 36151	5 24.6	-7 21	6.71	-0.13	-0.57		12	B5 V
HD 36219	5 25.1	-1 50	7.59	-0.06	-0.35		12	B7
HD 36234	5 25.2	-5 17	8.64	-0.07	-0.39		12	B7
HD 36267	5 25.4	+5 52	4.21	-0.15			5	B5 V
HD 36285	5 25.5	-7 31	6.33	-0.17	-0.86		12	B1.5 V
HD 36324	5 25.8	-5 35	9.00	+0.08	+0.05		12	A0
HD 36340	5 25.9	+3 16	8.01	-0.11	-0.76	1		B2
HD 36366	5 26.1	-6 17	8.09	+0.12	-0.02		12	B9
HD 36392	5 26.3	+1 37	7.65	-0.14	-0.67		12	B3 V
HD 36411	5 26.4	-4 01	9.71	+0.10	+0.05		12	A0
HD 36429	5 26.5	+2 46	7.56	-0.13	-0.64		12	B5 V
HD 36430	5 26.5	-6 47	6.23	-0.15	-0.77		12	B2 V
HD 36487	5 26.9	-7 08	7.81	-0.11	-0.54		12	B5
HD 36540	5 27.3	-4 35	8.11	+0.05	-0.49		12	B3
HD 36541	5 27.3	-6 47	7.69	-0.08	-0.45		12	B7
HD 36559	5 27.5	-4 40	8.81	-0.05	-0.22		12	B8
HD 36627	5 28.0	+3 04	7.56	-0.11	-0.54		12	B6 V
HD 36629	5 28.0	-4 38	7.64	+0.02	-0.68		12	B2 V
HD 36646	5 28.1	-1 48	6.51	-0.10	-0.64		12	B3 V
HD 36655	5 28.2	-5 25	8.60	-0.04	-0.27		12	B8
HD 36670	5 28.3	-4 26	8.94	-0.01	-0.05		12	A0
HD 36671 *	5 28.3	-4 42	8.66	+0.34	+0.05		12	B8
HD 36697	5 28.5	-7 40	8.67	+0.06	-0.04		12	B9
HD 36741	5 28.8	+1 20	6.58	-0.20	-0.79		12	B2 V

11	12	13 14	15	16 17	18	19	20	21
MABS.	EY	DTRIG Q	DSPEC	NG NY	P	+-	Θ	+-
	+0.09		OA	2 1	0.0045	0.0014	52	8
-2.5	+0.10		OA	2 1	0.0026	0.0016	58	16
+1.0	+0.18		68	0 1	0.0021	0.0011	60	13
-1.0	+0.04		OA	1 1	0.0028	0.0020	55	17
	+0.05		OA	0 1	0.0104	0.0036	92	10
	+0.05		OA	0 1	0.0053	0.0075	66	27
-1.0	+0.03		170	0 1	0.0031	0.0020	165	16
-3.1	+0.09		OA	2 1	0.0040	0.0010	65	7
	+0.09		OA	0 1	0.0060	0.0035	78	15
	+0.13		OA	0 1	0.0006	0.0040	88	41
	+0.17		OA	1 0	0.0032	0.0023	49	18
-1.7	+0.06		OA	0 1	0.0077	0.0022	90	8
	+0.12		OA	0 1	0.0111	0.0085	87	19
-1.0	+0.06		OA	1 1	0.0071	0.0011	76	5
-2.5	+0.08		OA	0 1	0.0041	0.0010	56	7
	+0.05		OA	1 0	0.0116	0.0037	143	9
	+0.23		OA	2 2	0.0356	0.0021	80	2
	+0.06		OA	1 0	0.0069	0.0027	64	11
	+0.02		OA	0 2	0.0061	0.0039	80	16
-0.7	+0.06		OA	0 1	0.0091	0.0018	57	6
-2.5	+0.26		OA	1 1	0.0400	0.0025	96	2
-1.7	+0.07		OA	1 1	0.0086	0.0009	79	3
	+0.05		OA	0 1	0.0108	0.0036	47	9
	+0.01		OA	0 1	0.0130	0.0056	44	12
	+0.42		OA	0 1	0.0084	0.0039	82	12
	+0.10		OA	0 1	0.0095	0.0047	177	13
-2.5	+0.03		OA	1 1	0.0059	0.0010	80	5

TABELLE 5 FORTSETZUNG

1	2	3	4	5	6	7	8	9
NAME	RA	DEC	V	B-V	U-B	NP	QP	SPEKTRU
HD 36777	5 29.0	+3 42	5.36	+0.05	+0.07		2	A1 V
HD 36780	5 29.0	-1 32	5.92	+1.55	+1.90	1		K5 III
HD 36824	5 29.3	+5 35	6.69	-0.15	-0.72		12	B3 V
HD 36842	5 29.4	-4 26	8.09	-0.11	-0.51		12	B3
HD 36865	5 29.6	-4 33	7.40	-0.07	-0.43		12	B7
HD 36883	5 29.7	-4 28	7.22	-0.08	-0.47		12	B5
HD 36898	5 29.8	-0 11	7.04	-0.07	-0.43		12	B7
HD 36899	5 29.8	-5 12	9.63	+0.05	-0.02		12	B9
HD 36916	5 29.9	-4 10	6.73	-0.10	-0.58		12	B5
HD 36917	5 29.9	-5 38	7.96	+0.16	+0.03		12	B9
HD 36936	5 30.0	-4 25	7.52	-0.11	-0.58		12	B5
HD 36938	5 30.0	-4 50	8.88	+0.07	-0.20		12	B8
HD 36939	5 30.0	-5 34	9.01	+0.01	-0.28		12	B8
HD 36954	5 30.1	-0 48	6.92	-0.09	-0.66		12	B3 V
HD 36957	5 30.1	-4 26	8.83	+0.05	-0.05		12	B9
HD 36958	5 30.1	-4 48	7.36	-0.07	-0.61		12	B3
HD 36959	5 30.1	-6 05	5.67	-0.22	-0.93		12	B1 V
HD 36960	5 30.1	-6 05	4.77	-0.25	-1.04		12	B0 V
HD 36981	5 30.2	-5 16	7.83	-0.10	-0.59		12	B3
HD 36982	5 30.2	-5 32	8.45	+0.12	-0.62		12	B1.5 V
HD 36998	5 30.3	-4 40	8.98	0.00	-0.21		12	B8
BD- 41181	5 30.3	-4 56	9.54	+0.32	-0.43		12	B2
HD 37000	5 30.3	-6 00	7.49	-0.13	-0.67		12	B3
HD 37016	5 30.4	-4 29	6.22	-0.17	-0.69		12	B3 V
HD 37017	5 30.4	-4 34	6.54	-0.14	-0.79		12	B1.5 V
HD 37018	5 30.4	-4 54	4.59	-0.20	-0.94		12	B2
HD 37019	5 30.4	-5 08	9.37	+0.04	-0.03		12	A0

11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
MABS.	EY	DTRIG	Q	DSPEC	NG	NY	P	+-	Θ	+-
+1.3	+0.04	125		62	2	1	0.0010	0.0010	16	23
0.0	+0.05			145	0	2	0.0089	0.0009	80	3
-1.7	+0.07			OA	1	0	0.0086	0.0033	126	10
	+0.04			OA	1	1	0.0082	0.0020	42	7
	+0.07			OA	1	1	0.0031	0.0018	68	15
	+0.07			OA	2	1	0.0049	0.0009	41	5
	+0.06			OA	0	1	0.0042	0.0025	116	15
	+0.08			OA	0	1	0.0194	0.0110	171	15
	+0.08			OA	2	1	0.0058	0.0010	58	5
	+0.20			OA	0	1	0.0211	0.0021	43	3
	+0.07			OA	0	1	0.0038	0.0023	48	16
	+0.16			OA	0	1	0.0196	0.0049	44	7
	+0.12			OA	0	1	0.0154	0.0074	65	13
-1.7	+0.12			OA	2	0	0.0035	0.0030	68	20
	+0.09			OA	0	1	0.0042	0.0044	84	23
	+0.13			OA	0	1	0.0201	0.0026	48	4
-3.6	+0.05			OA	1	1	0.0034	0.0016	82	13
-4.2	+0.05			OA	1	1	0.0023	0.0005	69	6
	+0.08			OA	0	1	0.0016	0.0027	84	30
-3.1	+0.37			OA	0	2	0.0220	0.0026	56	3
	+0.08			OA	0	1	0.0059	0.0046	169	19
	+0.55			OA	0	2	0.0571	0.0081	80	4
	+0.08			OA	1	0	0.0077	0.0048	84	16
-1.7	+0.03			OA	2	1	0.0077	0.0011	55	4
-3.1	+0.10			OA	2	1	0.0054	0.0011	51	6
	+0.08			OA	1	1	0.0109	0.0035	62	1
	+0.07			OA	0	1	0.0076	0.0078	96	23

TABELLE 5 FORTSETZUNG

1	2	3	4	5	6	7	8	9
NAME	RA	DEC	V	B-V	U-B	NP	QP	SPEKTR
HD 37020 *	5 30.4	-5 27	6.75	+0.06	-0.92		12	B1
HD 37021 *	5 30.4	-5 27	7.96	+0.24	-0.49		12	B3
HD 37022 *	5 30.4	-5 27	5.14	+0.06	-0.97		12	O6
HD 37023 *	5 30.4	-5 27	6.70	+0.11	-0.64		12	B1
HD 37025	5 30.4	-6 06	7.17	-0.12	-0.63		12	B3
HD 37040	5 30.5	-4 26	6.29	-0.14	-0.71		12	B3
HD 37041	5 30.5	-5 29	5.07	-0.05	-0.94		12	O9 V
HD 37042	5 30.5	-5 29	6.38	-0.05	-0.93		12	B1 V
HD 37055	5 30.6	-3 19	6.40	-0.12	-0.63		12	B3 V
HD 37058	5 30.6	-4 54	7.34	-0.16	-0.74		12	B2 V P
HD 37059	5 30.6	-4 58	9.10	-0.02	-0.24		12	B8
HD 37060	5 30.6	-5 10	9.38	+0.02	-0.07		12	B9
HD 37061	5 30.6	-5 20	6.86	+0.29	-0.64		12	B1 V
HD 37062	5 30.6	-5 29	8.24	+0.05	-0.47		12	B5 V
BD- 51328	5 30.7	-5 16	9.89	+0.09	-0.04		12	A0
HD 37077	5 30.7	-4 55	5.25	+0.26	+0.12	1		F0 III
HD 37114	5 31.0	-5 26	8.99	-0.04	-0.12		12	B8 V
HD 37115	5 31.0	-5 41	7.08	-0.06	-0.57		12	B6 V
HD 37129	5 31.1	-4 29	7.13	-0.14	-0.73		12	B2 V P
HD 37150	5 31.3	-5 43	6.57	-0.19	-0.82		12	B3 V
HD 37151	5 31.3	-7 28	7.40	-0.08	-0.40		12	B8 V
HD 37160	5 31.4	+9 14	4.09	+0.95	+0.65		11	K0 III
HD 37174	5 31.5	-5 28	9.17	-0.03	-0.14		12	B9
HD 37209	5 31.7	-6 08	5.71	-0.23	-0.93		12	B2
HD 37210	5 31.7	-6 31	8.10	-0.07	-0.41		12	B7
HD 37232	5 31.9	+8 53	6.09	-0.18	-0.85		12	B1.5 V
HD 37273	5 32.2	-3 54	9.94	+0.16	+0.04		12	B9

11	12	13 14	15	16 17	18	19	20	21
MABS.	EY	DTRIG Q	DSPEC	NG NY	P	+-	Θ	+-
	+0.39		OA	0 1	0.0032	0.0036	160	24
	+0.47		OA	0 1	0.0090	0.0053	134	15
-5.4	+0.41		OA	0 3	0.0086	0.0007	146	2
	+0.43		OA	0 1	0.0059	0.0014	45	7
	+0.07		OA	1 0	0.0013	0.0039	99	36
	+0.08		OA	2 1	0.0050	0.0010	61	6
-4.7	+0.27		OA	1 1	0.0173	0.0021	96	4
-3.6	+0.26		OA	0 2	0.0121	0.0022	139	5
-1.7	+0.07		OA	2 1	0.0074	0.0007	73	3
-2.5	+0.06		OA	0 1	0.0118	0.0027	72	6
	+0.06		OA	0 1	0.0162	0.0117	86	18
	+0.06		OA	0 1	0.0358	0.0138	70	11
-3.6	+0.59		OA	0 1	0.0270	0.0015	62	2
-1.0	+0.23		OA	0 1	0.0089	0.0055	162	16
	+0.11		OA	0 1	0.0207	0.0140	73	17
+1.5	-0.01	53	56	1 1	0.0010	0.0006	29	16
0.0	+0.00		OA	0 1	0.0084	0.0051	88	16
-0.7	+0.12		OA	0 1	0.0080	0.0028	89	10
-2.5	+0.08		OA	1 0	0.0069	0.0034	65	13
-1.7	+0.05		OA	0 1	0.0022	0.0011	12	13
0.0	+0.04		OA	1 0	0.0028	0.0031	31	24
+1.2	-0.04	42	38	0 1	0.0013	0.0008	154	16
	+0.02		OA	0 1	0.0071	0.0071	156	23
	+0.04		OA	2 1	0.0030	0.0008	55	8
	+0.06		OA	1 0	0.0023	0.0036	124	29
-3.1	+0.08		OA	1 1	0.0059	0.0011	100	5
	+0.20		OA	0 1	0.0308	0.0087	84	8

TABELLE 5 FORTSETZUNG

1 NAME	2 RA	3 DEC	4 V	5 B-V	6 U-B	7	8 NP	QP	9 SPEKTR
HD 37303	5 32.5	-6 00	6.02	-0.20	-0.96			12	B1 V
HD 37321	5 32.6	-1 30	7.08	-0.08	-0.55			12	B3 V
HD 37330	5 32.7	+0 55	7.32	-0.05	-0.56			12	B6 V
HD 37334	5 32.7	-5 00	7.19	-0.17	-0.77			12	B3
HD 37356	5 32.9	-4 52	6.21	-0.05	-0.73			12	B1.5 V
HD 37357	5 32.9	-6 46	8.85	+0.12	+0.01			12	B9
HD 37373	5 33.0	-6 47	8.30	-0.09	-0.41			12	B7
HD 37397	5 33.2	-1 13	6.83	-0.15	-0.75			12	B3 V
HD 37411	5 33.3	-5 29	9.88	+0.16	+0.11			12	A0
HD 37469	5 33.7	-4 44	9.62	+0.22	0.00			12	B9
HD 37470	5 33.7	-6 13	8.22	+0.06	-0.27			12	B7
HD 37507	5 34.0	-7 16	4.79	+0.15	+0.12			2	A4 IV
HD 37526	5 34.1	-5 15	7.61	-0.12	-0.56			12	B3 V
HD 37606	5 34.6	+1 27	6.90	-0.07	-0.34			12	B8 V
HD 37635	5 34.8	-9 46	6.54	-0.05	-0.50		1		B5
HD 37641	5 34.9	-1 59	7.53	-0.05	-0.39			12	B7
HD 37700	5 35.4	-4 28	7.96	-0.09	-0.48			12	B5
HD 37744	5 35.7	-2 53	6.20	-0.23	-0.91			12	B1 V
HD 37756	5 35.8	-1 11	4.91	-0.22	-0.85			12	B2
HD 37776	5 35.9	-1 32	6.97	-0.14	-0.86			12	B2
HD 37807	5 36.1	-3 40	7.89	-0.09	-0.65			12	B3
HD 37887	5 36.6	-3 46	7.70	-0.01	-0.11			12	A0 V
HD 37889	5 36.6	-6 59	8.0					14	B2 V
HD 37903	5 36.7	-2 18	7.80	+0.09	-0.63			12	B1.5 V
NGC202401 #	5 36.7	-1 57	12.10	+1.41	+0.24			15	B1
HD 37984	5 37.3	+1 26	4.92	+1.16	+1.05			11	K1 III
HD 38051	5 37.8	-4 41	8.53	+0.38	-0.31			12	B3

11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
MABS.	EY	DTRIG	Q	DSPEC	NG	NY	P	+-	Θ	+-
-3.6	+0.08			DA	2	1	0.0044	0.0019	40	12
-1.7	+0.09			DA	2	0	0.0030	0.0022	101	18
-0.7	+0.14			DA	0	1	0.0143	0.0074	63	14
	+0.06			DA	1	0	0.0051	0.0021	6	11
-3.1	+0.18			DA	1	1	0.0317	0.0012	70	1
	+0.16			DA	1	1	0.0138	0.0044	142	9
	+0.04			DA	0	1	0.0082	0.0042	46	14
-1.7	+0.08			DA	1	1	0.0084	0.0010	80	3
	+0.17			DA	0	1	0.0050	0.0073	57	28
	+0.28			DA	0	1	0.0482	0.0152	108	9
	+0.18			DA	0	1	0.0330	0.0054	96	5
+1.3	+0.03	29		48	2	1	0.0008	0.0008	149	22
-1.7	+0.05			DA	1	0	0.0068	0.0024	39	10
0.0	+0.04			240	1	0	0.0033	0.0030	36	21
	+0.11			DA	0	1	0.0056	0.0009	40	5
	+0.08			DA	0	1	0.0042	0.0027	132	16
	+0.06			DA	1	1	0.0047	0.0036	7	19
-3.6	+0.03			DA	2	1	0.0046	0.0013	110	8
	+0.03			DA	0	1	0.0021	0.0016	15	19
	+0.13			DA	1	1	0.0184	0.0020	41	3
	+0.11			DA	1	0	0.0065	0.0026	74	11
+1.0	+0.03			210	1	0	0.0031	0.0032	56	23
-2.5				DA	0	1	0.0173	0.0036	96	6
-3.1	+0.34			DA	0	1	0.0412	0.0035	119	2
	+1.7			DA	0	1	0.2705	0.0491	133	5
+1.0	+0.09	91		55	0	1	0.0018	0.0010	46	14
	+0.58			DA	0	1	0.0416	0.0048	167	3

TABELLE 5 FORTSETZUNG

1	2	3	4	5	6	7	8	9
NAME	RA	DEC	V	B-V	U-B	NP	QP	SPEKTR
HD 38087	5 38.0	-2 21	8.6				14	B3
HD 38088	5 38.0	-4 52	9.69	+0.16	+0.05		12	B9
HD 38089	5 38.0	-6 51	5.97	+0.44	-0.02	1		F4 V
HD 38099	5 38.1	-1 39	6.30	+1.48	+1.78	1		K4 III
HD 38120	5 38.3	-5 03	9.10	+0.04	-0.06		12	B9
HD 38309	5 39.7	+3 58	6.11	+0.33	+0.07	1		F0 IV
HD 38495	5 41.1	-4 18	6.24	+1.02	+0.84	1		K1 III
HD 38527	5 41.4	+9 29	5.78	+0.92	+0.60	1		G9 III
HD 38710	5 42.6	+6 25	5.26	+0.24	+0.15		2	A9 III
HD 38755	5 42.9	-6 29	7.68	-0.11	-0.52		12	B6 V
HD 38858	5 43.6	-4 07	5.98	+0.64	+0.12	1		G4 IV-V
HD 39007	5 44.5	+9 50	5.78	+0.89	+0.64	1		G7 III
HD 39051	5 44.9	+4 24	5.94	+1.39	+1.59	1		K3 III
HD 39291	5 46.5	-7 33	5.33	-0.19	-0.87		12	B2
HD 39716	5 49.2	-6 46	8.6				14	B5
HD 39777	5 49.6	-4 05	6.54	-0.19	-0.82		12	B2 V
HD 39910	5 50.5	-4 38	5.86	+1.17	+1.22	1		K2 III
HD 40282	5 52.7	+1 13	6.18	+1.51	+1.83	1		K5 III-
HD 40446	5 53.7	+0 32	5.21	+0.01	+0.01		2	A0 V
HD 40535	5 54.3	-9 23	6.14	+0.30	+0.11	1		F0 III
HD 40536	5 54.3	-9 34	5.02	+0.20	+0.21		2	AM
HD 40657	5 55.1	-3 05	4.54	+1.24	+1.21	1		K2 III
HD 40932	5 56.9	+9 39	4.12	+0.15	+0.08		2	AM
HD 41253	5 58.8	+2 52	7.31	-0.01	-0.57	1		B3
HD 41335	5 59.4	-6 42	5.24	-0.01	-0.80	1		B3NNE
HD 41361	5 59.6	+5 26	5.65	+1.07	+0.87	1		G8 III
HD 41380	5 59.7	+4 10	5.61	+1.06	+0.83	1		G7 II

11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
MABS.	EY	DTRIG	Q	DSPEC	NG	NY	P	+-	θ	+-
				OA	0	1	0.0551	0.0044	118	2
	+0.19			OA	0	1	0.0145	0.0097	66	17
+3.4	+0.05			31	0	1	0.0050	0.0019	134	10
+0.2	+0.09			150	0	1	0.0022	0.0014	47	16
	+0.08			OA	0	1	0.0149	0.0092	170	16
+2.2	+0.05			56	0	2	0.0015	0.0024	27	29
+1.0	+0.05			105	0	1	0.0003	0.0020	104	40
+1.4	-0.03			76	0	2	0.0010	0.0011	32	25
+1.4	0.00	53		59	1	1	0.0019	0.0012	54	16
-0.7	+0.05			OA	1	0	0.0028	0.0030	172	24
+4.0	-0.02			25	0	1	0.0020	0.0009	96	12
+1.4	+0.01			74	0	2	0.0037	0.0014	30	11
+0.6	+0.11			100	0	2	0.0048	0.0018	75	10
	+0.07			OA	1	1	0.0071	0.0015	36	6
				OA	0	1	0.0110	0.0047	26	12
-2.5	+0.05			OA	0	1	0.0013	0.0011	127	19
+0.8	+0.01			100	0	1	0.0016	0.0019	1	25
+1.0	+0.01			110	0	1	0.0017	0.0017	0	23
+1.0	+0.03			68	1	0	0.0041	0.0013	127	9
+1.5	+0.03			82	0	1	0.0030	0.0023	147	19
+1.2		111		58	2	1	0.0011	0.0005	79	13
+0.8	+0.08	45		50	0	1	0.0072	0.0028	79	11
+1.2		37		38	1	1	0.0010	0.0009	159	22
	+0.19			OA	0	2	0.0222	0.0014	103	2
-2.6	+0.21			280	1	1	0.0044	0.0011	147	7
+1.6	+0.16			52	0	1	0.0042	0.0012	168	8
-2.0	+0.13			320	0	2	0.0039	0.0012	179	8

TABELLE 5 FORTSETZUNG

1	2	3	4	5	6	7	8	
NAME	RA	DEC	V	B-V	U-B	NP	QP	SPEKT
HD 41692	6 1.6	-4 11	5.42	-0.08	-0.52	1		B4 II
HD 41756	6 1.9	-3 20	6.96	-0.06	-0.51	1		B5
HD 42618	6 6.6	+6 49	6.87	+0.63	+0.13		11	G4 V

END-OF-DATA ENCOUNTERED ON SYSTEM INPUT FILE.

0	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
S	MABS.	EY	DTRIG	Q	DSPEC	NG	NY	P	+-	θ	+-
	-2.7	+0.11			JA	0	1	0.0040	0.0029	86	18
		+0.12			JA	0	1	0.0020	0.0032	73	29
1	+5.0	-0.03	30		24	0	2	0.0001	0.0013	147	42

TABELLE 6

FARBE		V					
NAME	N	P		THETA		N	
HD 36540	2	$0^m.0369$	$\pm 0^m.0025$	$82^\circ.0$	$\pm 1^\circ.9$	1	$0^m.026$
HD 36629	1	0.0434	0.0042	98.3	2.7	1	0.045
HD 36958	1	0.0201	0.0026	47.8	3.6	1	0.013
HD 36982	2	0.0220	0.0026	56.3	3.4	2	0.015
HD 37041	1	0.0183	0.0036	100.2	5.6	1	0.017
HD 37061	1	0.0270	0.0015	62.3	1.6	1	0.022
HD 41253	2	0.0222	0.0014	103.1	1.8	1	0.017
HD 43384	5	0.0625	0.0013	170.9	0.5	1	0.057
HD 183143	6	0.1338	0.0008	0.5	0.1	1	0.123
HD 198931	3	0.0838	0.0025	144.7	0.8	1	0.080

END-OF-DATA ENCOUNTERED ON SYSTEM INPUT FILE.

U

THETA		N	P		THETA	
92.0	3.3	1	0.0325	0.0110	80.0	9.7
91.3	1.1	1	0.0427	0.0076	101.4	5.0
41.8	4.3	1	0.0193	0.0063	41.6	9.3
55.5	5.1	2	0.0251	0.0093	75.2	10.5
98.5	2.8	1	0.0151	0.0034	86.7	6.4
69.4	1.8	1	0.0228	0.0039	59.7	4.8
97.9	4.4	1	0.0267	0.0051	94.4	5.4
168.9	1.5	1	0.0506	0.0038	172.7	2.1
1.0	1.0	1	0.1152	0.0064	2.7	1.5
145.8	2.1	-0	-0.0000	-0.0000	-0.0	-0.0

Bemerkungen zu Tabelle 4:

HD 188650 : Die Kriterien für den Spektraltyp widersprechen sich. Die Leuchtkraftkriterien lassen eine hohe Leuchtkraft vermuten. Die Polarisstion paßt mehr zu einem Stern der Sonnenumgebung. Der Stern wurde daher bei der Auswertung weggelassen.

HD 190918 : Keine UBV-Messungen, da das Licht eines engen Begleiters mit in die Meßblende des Photometers fiel. Bei den Polarisationsbeobachtungen wurde der Begleiter durch ein kleineres Diaphragma ausgeblendet.

HDE228380 : Die Farbindizes zeigen, daß der F-Stern merklich zum Licht des spektroskopischen Doppelsterns beiträgt. Daher konnte keine spektroskopische Parallaxe berechnet werden.

HD 195985 : Die Entfernung wurde einem Katalog von K. Wilde (1963) entnommen.

BD+33°3998: Dieser Stern besteht eigentlich aus zwei Komponenten. Es wurde nur die Polarisation der südlichen Komponente gemessen, von der auch das Spektrum stammen dürfte. Die Photometrie ergab für die nördliche Komponente V = 10.52, B-V = +1.49, U-B = +1.54.

HD 200406 : Gleiche Bemerkung wie bei HDE 228380.

HD 201910 : Gleiche Bemerkung wie bei HD 195985.

Bemerkungen zu Tabelle 5:

HD 36671 : Der Spektraltyp wurde aus den Farben bestimmt. Die Bestimmung ist jedoch zweideutig. Der Stern ist entweder ein F0 Stern mit $E_{B-V} = 0\overset{m}{.}06$ oder ein B8 Stern mit $E_{B-V} = 0\overset{m}{.}42$. Da der HD Spektraltyp B9 ist, wurde der zweite Wert benützt, obwohl Sharpless den Wert $E_{B-V} = 0\overset{m}{.}06$ angab.

HD 37020 : = θ'A Ori im Trapez

HD 37021 : = θ^1B Ori im Trapez
HD 37022 : = θ^1C Ori im Trapez
HD 37023 : = θ^1D Ori im Trapez
NGC2024 1 : Stern Nr.1 in NGC 2024. Spektraltyp und Verfärbung wurden aus den Farbindizes bestimmt. Beide Werte sind unsicher.

Quellenangaben für die Spektroskopischen und Photometrischen Daten in Tabelle 4 und 5:

1 : Bidelman, W.P.: P.A.S.P. 69, 148, 326, 573 (1957)
2 : Eggen, O.J.: A.J. 68, No.9 (1963)
3 : Hallyday, I.: Ap.J. 122, 222 (1955)
4 : Hiltner, W.A.: Ap.J. Suppl.II, 389 (1956)
5 : Hoffleit, D.: Catalogue of Bright Stars, 3rd Edition, 1964
6 : Johnson, H.L. und W.A. Hiltner: Ap.J. 124, 367 (1956)
7 : Johnson, H.L. und W.W. Morgan: Ap.J. 117, 313 (1953)
8 : Moore, J.H. und G.F. Paddock: Ap.J. 112, 48 (1950)
9 : Morgan, W.W., A.D. Code und A.E. Whitford: Ap.J. Suppl. II, 41 (1955)
10 : Osawa, K.: Ap.J. 130, 159, 533 (1959)
11 : Roman, N.S.: Ap.J. Suppl.II, 195 (1955)
12 : Sharpless, S.: Ap.J. 116, 251 (1952); Ap.J. 119, 200 (1954); Ap.J. 136, (1962)
13 : Stock, J., J.J. Nassau und C.B. Stephenson: Luminous Stars in the Northern Milky Way II. Hamburg 1960
14 : HD Katalog
15 : Johnson, H.L. und E.E. Mendoza: Bolet. Tonantzintla y Tacubaya, 3, 331 (1964)

Literaturverzeichnis:

Becker, W. und R. Fenkart: Z.f.A. 56, 257 (1963)

Becker, W.: Z.f.A. 57, 117 (1963)

Behr, A. und W. Tripp: Naturwissenschaften 42, 9 (1955)

Behr, A.: Veröff. Göttingen Nr. 114 (1956)

Behr, A.: Veröff. Göttingen Nr. 126 (1959)

Behr, A.: Lowell Bulletin 4, 292 (1960)

Behr, A.: Z.f.A. 62, 157 (1965)

Behr, A. und G. Stellmacher: im Druck

Cayrel, R. und E. Schatzman: Annales d'Astrophys 17, 555 (1954)

Chandrasekhar, S. und E. Fermi: Ap.J. 118, 113 (1953)

Davis, L.Jr. und J.L. Greenstein: Ap.J. 114, 206 (1951)

Dombrowski, W.A.: DAN 137, 814 (1961)

Gardner, F.F.: IAU-URSI Symposium Nr. 20 in Canberra (Australien) 1963, 143 (1964)

Hall, J.S.: Publ. U.S. Naval Obs., 2nd Ser. 17, VI (1958)

Hardie, R.H.: Stars and Stellar Systems II (W.A. Hiltner ed., The University of Chicago Press, Chicago) 178 (1962)

Henry, I.: Ap.J. 128, 497 (1958)

Hiltner, W.A.: Ap.J. 120, 178 (1954)

Hiltner, W.A.: Ap.J. Suppl. 2, 389 (1956)

Hiltner, W.A. und R.Schild: Sky and Telescope 30, 144 (1965)

Hornby, J.M.: M.N. (im Druck)

Hoyle, F. und J.G. Ireland: M.N. 122, 35 (1961)

Ireland, J.G.: M.N. 122, 461 (1961)

Jenkins, L.F.: General Catalogue of Trigonometric Stellar Parallaxes (Yale University, New Haven, 1952)

Johnson, H.L. und W.W. Morgan: Ap.J. 117, 313 (1953)

Johnson, H.L.: Stars and Stellar Systems III (K.A. Strand ed., The University of Chicago Press, Chicago), 204 (1963)

Johnson, H.L. und J. Borgman: BAN 17, 115 (1963)

Johnson, H.L.: P.A.S.P. 69, 256 (1957)

Mathewson, D.S. und D.K. Milne: Nature 203, 1273 (1964)

Morgan, W.W., P.C. Keenan, E. Kellman: An Atlas of Stellar Spectra (University of Chicago Press, Chicago) (1943)

Morris, D. und G.L. Berge: Ap.J. 139, 1388 (1964)

O'Dell, C.R. und W.B. Hubbard: Ap.J. 142, 591 (1965)

Platt, J.R.: Ap.J. 123, 486 (1956)

Serkowski, K.: A.A. 8, 135 (1958)

Serkowski, K.: Advances in Astronomy and Astrophysics (Z. Kopal ed. Academic Press, New York-London) 1, 180 (1962)

Serkowski, K.: Ap.J. 141, 1340 (1965)

Stellmacher, G.:Diplomarbeit in Göttingen (1962)

Stepień, K.: A.A. 14, 81 (1964)

Tripp, W.: Z.f.A. 41, 84 (1956)

Westerhout, G.: BAN 13, 201 (1957)

Westerhout, G.: IAU Symposium 20(Canberra) (1964)

Wilde, K.: Diplomarbeit in Göttingen (1963)

Lebenslauf.

Ich wurde am 13. Mai 1940 in Urach (Württemberg) geboren. Mein Vater, Dr. Ing. Julius Appenzeller, war Regierungsbaurat im Reichsdienst. Er fiel im Jahre 1943 in Rußland. Meine Mutter, Else Appenzeller, geborene Knödler, bezieht Witwenpension.
Meine Kindheit verbrachte ich in Urach. Im Jahre 1950 zog meine Mutter mit mir nach Frankfurt am Main und von dort aus im Jahre 1955 nach Echterdingen bei Stuttgart. Seit 1961 wohnt meine Mutter in Riederich im Kreis Reutlingen.

Nach der Grundschule in Urach trat ich im Frühjahr 1950 in das Ziehenrealgymnasium in Frankfurt ein. Anschließend besuchte ich von September 1955 bis zu meiner Reifeprüfung im Februar 1959 das Wilhelmsgymnasium in Stuttgart.
Im Sommersemester 1959 begann ich an der Universität Tübingen mit dem Studium der Physik. Nach der Diplomvorprüfung im Sommersemester 1961 in Tübingen setzte ich mein Studium an der Göttinger Universität fort. Dabei galt in den letzten Jahren mein Hauptinteresse der Astronomie und Astrophysik. Seit Herbst 1962 arbeitete ich unter der Anleitung von Herrn Professor Alfred Behr in der Universitäts-Sternwarte Göttingen an meiner Dissertation.
Im Herbst und Winter 1964 hielt ich mich einige Monate lang am Yerkes Observatorium der University of Chicago auf. Während dieser Zeit führte ich hauptsächlich astrophysikalische Beobachtungen durch. Daneben konnte ich aber auch meine wissenschaftlichen Kenntnise in Vorlesungen und Seminaren erweitern.